ANNALES

DE

CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

CINQUIÈME SÉRIE.

1880.

ANNALES

DE

CHIMIE ET DE PHYSIQUE,

PAR

MM. CHEVREUL, DUMAS, BOUSSINGAULT,
WURTZ, BERTHELOT, PASTEUR,

AVEC LA COLLABORATION DE

M. BERTIN.

CINQUIÈME SÉRIE. — TOME XIX.

PARIS,
G. MASSON, ÉDITEUR,
LIBRAIRE DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE,
Boulevard Saint-Germain
(en face de l'École de Médecine).

IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
Quai des Augustins, 55.

1880

ANNALES

DE

CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES

SUR LA

DOUBLE RÉFRACTION ACCIDENTELLE [1].

HISTORIQUE.

Les phénomènes de double réfraction accidentelle, découverts dans les premières années de ce siècle par Seebeck (1812) et Brewster (1815), se produisent chaque fois qu'une action étrangère quelconque vient changer l'homogénéité d'une substance transparente. On peut les diviser en quatre classes, d'après les causes qui les produisent :

1° La *double réfraction par pression ou par dilatation*. Sa découverte est due à Brewster. Ces phénomènes, se prêtant facilement à des mesures exactes, ont été le plus complètement étudiés.

2° La *polarisation lamellaire*, produite par une structure irrégulière des corps organisés ou cristallisés dans le système cubique.

3° La *double réfraction* produite soit par une distri-

---

[1] Toutes les expériences ont été exécutées au laboratoire de Physique de la Faculté des Sciences de Grenoble, grâce à la bienveillance de MM. les professeurs. Je tiens spécialement à remercier M. Lory, correspondant de l'Institut, doyen de la Faculté, M. Violle, qui a mis à ma disposition toutes les ressources de son laboratoire, et M. Raoult, professeur de Chimie.

bution inégale des températures dans un corps, soit par la trempe.

Enfin 4° la *double réfraction* produite dans les diélectriques par l'électricité à forte tension. Ces phénomènes n'ont été découverts que dans ces dernières années par M. J. Kerr ([1]).

Double réfraction par pression. — Elle fut découverte par Brewster en opérant sur des substances gélatineuses, puis au moyen d'une pince sur le verre ([2]). Ce physicien parvint à donner au phénomène une grande régularité en courbant une lame fixée à ses deux extrémités. Cette expérience célèbre, qui permet d'étudier simultanément les effets d'une compression et d'une dilatation, le conduisit à d'importants résultats.

On peut comparer une lame comprimée à un cristal à un axe, l'axe étant parallèle à la direction de l'action mécanique, et par conséquent, ici, à la longueur de la lame. Il suffira alors, pour déterminer le signe du cristal qui en un point donné produirait le même effet, de superposer une lame mince parallèle et de signe connu. On verra, dans le cours de ce travail, comment on peut modifier utilement cette méthode. C'est ainsi que Brewster montra que dans un verre comprimé la double réfraction est la même que celle qui serait produite par un cristal répulsif ou négatif; la dilatation produit l'effet inverse.

Comparant ensuite les teintes obtenues à celles des anneaux de Newton, il énonça le premier cette loi importante, que *les différences de marche sont proportionnelles aux compressions ou dilatations.*

Cette loi, telle qu'elle a été établie, suppose l'identité absolue des teintes obtenues avec celles des anneaux de Newton. La méthode employée ne permettait évidemment

---

([1]) *Philosophical Magazine,* 3e série, t. L, nov. et déc. 1875. *Journal de Physique,* 1875 et 1876.

([2]) *Philos. Trans.* (1815 et 1816).

pas de donner de ces deux lois une démonstration précise.

Des recherches bien plus exactes, quoique fondées sur le même principe, c'est-à-dire sur l'observation des teintes dans la lumière blanche, formèrent une partie du travail que Wertheim présenta en 1854 comme Thèse à la Faculté des Sciences de Paris ([1]). Ce physicien parvint tout d'abord à obtenir une compression uniforme sur une région assez étendue des lames de verre. Fresnel était arrivé antérieurement au même résultat (1819). Grâce à cette circonstance, la démonstration des deux lois énoncées plus haut s'obtenait sans hypothèse accessoire.

Toutefois, Wertheim montra que les effets produits ne devenaient réellement proportionnels aux compressions qu'à partir d'une certaine valeur de la pression totale. Il y a sans doute, lors des pressions les plus faibles, quelque cause perturbatrice dont on peut trouver la preuve dans les singularités que je signale dans la deuxième Partie de ce travail.

Quant à la loi des longueurs d'onde, elle a été déduite de l'observation faite dans la lumière blanche. On trouve ainsi, comme l'avait supposé Brewster, que les teintes successives sont identiques avec celles des anneaux de Newton. En d'autres termes, la différence de marche δ mesurée est indépendante de la longueur d'onde. Toutefois, il semble résulter des nombres donnés par Wertheim que la loi n'est qu'approximative, car les nombres qu'il donne dans ses Tableaux comme rapport de la pression P à l'épaisseur e d'air produisant la même teinte oscillent régulièrement, selon les teintes observées ([2]).

Ce furent ces remarques qui, me faisant regarder cette loi comme insuffisamment établie, me conduisirent à entreprendre le présent travail.

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXXII, XXXIII, XXXIV. — Thèses de Paris, 1854.

([2]) Thèses de Paris.

On trouve encore dans le Mémoire de Wertheim de nombreuses recherches relatives à l'influence des diverses dimensions des lames comprimées. Je me contenterai de les indiquer, les résultats obtenus pouvant à peu près se prévoir.

La compression des cristaux biréfringents étudiée par Brewster dans la lumière parallèle conduisit Pfaff [1], et dans ces dernières années MM. Mach et Merter [2] en employant la lumière convergente, à plusieurs résultats intéressants. C'est ainsi que le quartz perpendiculaire donne des lemniscates, et devient ainsi un cristal biaxe.

Outre les recherches expérimentales que je viens d'analyser rapidement, deux séries de recherches théoriques ont été faites sur ce sujet par Fresnel et par M. Neumann.

Fresnel se proposa de vérifier directement que les colorations produites par les actions mécaniques étaient dues à une double réfraction. On connaît l'appareil au moyen duquel il parvint à obtenir d'une fente unique deux images polarisées à angle droit [3]. Mais ce qui est moins connu et ce que Verdet ne signale même pas dans son *Optique*, c'est que dans un de ses Mémoires, déjà cité, qui date de 1819, mais qui n'a été publié qu'en 1849, il avait donné de la double réfraction du verre comprimé une autre démonstration, fondée sur le déplacement des franges d'interférence d'Young par l'interposition d'une lame de verre courbée [4]. Il est remarquable, je crois, de retrouver ainsi dans les travaux de Fresnel une méthode que M. Neumann crut plus tard avoir imaginée, méthode identique, au fond, avec celle qu'avait suivie antérieurement Arago pour la double réfraction circulaire du quartz [5] et Fresnel pour l'essence de térébenthine.

---

(1) *Annales de Poggendorff*, t. CVII et CVIII. — *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LVII.

(2) *Annales de Poggendorff*, t. CLVI. — *Journal de Physique*, 1876.

(3) *Œuvres complètes*, t. I, p. 713; 1822.

(4) *Œuvres complètes*, t. I, p. 691.

(5) Arago, *Œuvres*, t, X, p. 85. — Fresnel, t. I, p. 655; 1818. — *Voir*

M. Neumann, en 1841 [1], publia un travail considérable, dans lequel il cherche à établir, dans les différents cas, la théorie de la double réfraction accidentelle. La première Partie en est consacrée à la double réfraction par dilatation.

Ainsi que Verdet le fait remarquer [2], son point de départ est malheureusement inexact. Quant à son hypothèse, elle revient à supposer que les trois vitesses principales des ondes autour d'un point sont des fonctions linéaires des trois dilatations principales en ce point et ont mêmes directions.

Soient donc ε, ε', ε'' les dilatations principales, v la vitesse normale de la lumière dans le milieu, a la vitesse de la vibration parallèle à ε; on aura

$$a = v + q\varepsilon + p(\varepsilon' + \varepsilon'').$$

Deux méthodes ont été suivies pour déterminer les constantes p et q. L'une n'est autre que l'expérience de Brewster sur une lame courbée. On obtient

$$\frac{p - q}{v^2} = 0,126.$$

Dans la seconde série d'expériences, il emploie le premier appareil de Fresnel, analysant comme lui le phénomène au moyen des franges d'interférence. Il trouve ainsi

$$\frac{p}{v} = -0,131, \quad \frac{q}{v} = -0,213.$$

Si l'on tient compte de la valeur de $v = 0,654$, on en déduit

---

les critiques adressées à cette méthode par M. Righi (*Journal de Physique*, 1878); les critiques ne sont pas applicables, du reste, à l'emploi de la méthode dans le cas de la double réfraction non circulaire.

(1) *Annales de Poggendorff*, t. LIV.

(2) VERDET, *Optique*, t. II, p. 373 et 386.

$\frac{p-q}{v^2} = 0,1255$, nombre identique à celui qu'il avait obtenu par la première méthode [1].

Ces observations ont été reprises par M. Mach, par deux méthodes dont j'aurai l'occasion de parler plus loin.

Double réfraction par variation de température ou par trempe. — Ces phénomènes, découverts par Seebeck en 1812 [2] s'obtiennent chaque fois qu'une substance fusible telle que le verre, après avoir été portée jusqu'au rouge, se refroidit brusquement. Brewster, en 1814, découvre les propriétés optiques des larmes bataviques et rapporte le premier le phénomène à sa véritable cause. C'est dans le cours de ces recherches qu'il découvrit des propriétés analogues dans le verre qui s'échauffe ou se refroidit.

Depuis 1816 jusqu'à ces dernières années, on ne retrouve plus guère sur ce sujet de recherches expérimentales. Je citerai toutefois les expériences de M. Dufour sur la chaleur dégagée lors de la rupture des larmes bataviques [3].

Depuis, la récente découverte par M. de la Bastie des propriétés mécaniques du verre qui est projeté, encore incandescent, dans un bain d'huile chauffé, a attiré de nou-

---

[1] J'ai cru devoir insister sur les résultats de Neumann, parce que plusieurs erreurs se sont introduites dans les analyses ou traductions françaises soit de ses travaux, soit de ceux de M. Mach. C'est ainsi que dans Verdet (*loc. cit.*, p. 388) : 1° on trouve

$$a = v + p\varepsilon + q(\varepsilon' + \varepsilon'')$$

au lieu de

$$a = v + q\varepsilon + p(\varepsilon' + \varepsilon'').$$

2° on a imprimé en outre $\frac{p-q}{v} = 0,126$ au lieu de $\frac{p-q}{v^2}$. Il en résulterait que les deux méthodes successivement employées auraient conduit à des résultats complètement différents. Les mêmes erreurs ont été reproduites dans l'analyse du travail de M. Mach, publiée dans le *Journal de Physique*, 1873 (Mémoire original, *Annales de Poggendorff*, 1872).

[2] *Journal de Schweigger*, t. VII, XI et XII.

[3] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVIII; 1869.

veau l'attention sur ce sujet. M. de Luynes ([1]) a eu pour but d'étudier la structure du verre fortement trempé, et spécialement des larmes bataviques. M. Mascart ([2]) étudie la faible trempe des verres du commerce, et spécialement des glaces coulées. Il montre comment, au moyen d'un compensateur à teintes plates, on peut juger de la qualité d'un verre, examiné par la tranche et plongé dans l'acide phénique.

Les recherches théoriques de M. Neumann se sont étendues à la double réfraction produite : 1° *par distribution inégale des températures* ; 2° *par la trempe*. Il est malheureusement impossible de vérifier expérimentalement les résultats obtenus ou même d'appliquer sa méthode à d'autres cas. Il ne donne, en effet, que le point de départ et les résultats dans quelques cas particuliers. D'autre part, même dans les cas qu'il a abordés, les conditions théoriques auxquelles les difficultés du calcul l'ont forcé de se restreindre ne peuvent se réaliser dans la pratique. Il explique la double réfraction produite en partant de ce que, par suite de l'inégale distribution de température, chaque élément du corps est astreint, par la présence des couches voisines, à prendre un volume différent de celui qui correspondrait à sa température actuelle.

Dans le cas de la trempe, il considère, à un instant donné, la masse du corps comme partagée en deux parties, l'une déjà solidifiée extérieurement, l'autre encore liquide. Cette dernière exercera, puisqu'elle possède un volume différent de son volume normal, des pressions sur la couche qui se soldifie à cet instant. Malheureusement il suppose ces actions normales à l'élément de surface, ce qui n'est pas démontré, le verre passant par l'état pâteux.

Il arrive toutefois à plusieurs résultats conformes à l'expérience. Il explique entre autres les signes des verres cy-

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXX.
([2]) *Journal de Physique*, t. III, 1874.

lindriques ou rectangulaires trempés, et, pour ces derniers, l'existence des bandes noires.

INTRODUCTION.

Le travail que j'ai entrepris, à un point de vue purement expérimental, a eu principalement pour but l'étude des propriétés optiques des verres trempés dans des cas simples.

Dans la première Partie, j'étudie la distribution des différences de marche dans des lames rectangulaires. J'ai eu pour but de représenter cette distribution par une formule empirique, qui devait être fort utile dans la suite.

Dans la deuxième Partie, j'ai utilisé la formule ainsi trouvée à la vérification, dans le cas de la trempe, de la loi de Wertheim relative aux longueurs d'onde. Le même appareil a pu me servir pour étudier cette même loi dans le cas des actions mécaniques.

Enfin, dans la troisième Partie, analysant plus complètement le phénomène, j'étudie : 1° *les déformations produites par la trempe*; 2° *les variations des indices ordinaires et extraordinaires aux divers points de lames rectangulaires*.

PREMIÈRE PARTIE.

ÉTUDE SPÉCIALE DES LAMES RECTANGULAIRES.

Le but primitif que je m'étais proposé en commençant ces recherches avait été l'étude spéciale de la loi des longueurs d'onde énoncée par Wertheim. Je désirais, en particulier, faire servir à l'étude de cette loi la double réfraction permanente que produit la trempe du verre.

On sait que, si l'on place dans un microscope polarisant une lame de verre trempé quelconque, l'analyseur étant croisé avec le polariseur, on observe deux séries de lignes,

les unes colorées, les autres noires. Parmi ces dernières, les unes, en général, sont fixes par rapport à la lame quand on en change l'orientation, les autres mobiles. Les premières correspondent aux points qui ne présentent pas de double réfraction, les autres à ceux pour lesquels la section principale, définie comme on l'a vu plus haut, est parallèle ou perpendiculaire au plan de polarisation de l'analyseur. Elles disparaissent si l'on introduit la lame entre deux micas quart d'onde, orientés à 45° des plans de polarisation.

En particulier, une lame rectangulaire présente, dans ce dernier cas, deux séries de franges colorées, courbes en général, mais, dans leur région médiane, parallèles aux côtés correspondants. Parmi les franges parallèles aux plus grands côtés, on trouve deux franges complètement noires. Il en résulte que, si l'on compare le phénomène observé à celui qui serait produit par une lame parallèle à l'axe d'épaisseur variable d'un point à un autre et dont l'axe serait, par convention, perpendiculaire au côté de la lame, on peut dire qu'un verre rectangulaire produit entre le bord et la frange noire le même effet qu'un cristal positif, entre les deux bandes noires le même effet qu'un cristal négatif (1). Les franges parallèles aux petits côtés ne présentent, sauf dans des cas particuliers que l'on indiquera plus tard (p. 26), rien de semblable. On trouve en outre dans les quatre coins quatre taches colorées qui correspondent à des points pour lesquels la différence de marche passe par un maximum. Lorsque la lame rectangulaire devient assez longue (3,5 fois environ la largeur), les franges parallèles à la plus grande dimension deviennent sensiblement rectilignes jusque vers le centre.

Je me suis proposé tout d'abord : 1° de chercher une relation empirique qui pût représenter dans le cas le plus

(1) Mascart, *loc. cit.*, p. 140.

général, et pour une lame rectangulaire longue, la distribution des franges parallèles aux grands côtés sur une parallèle aux petits côtés et à égale distance des bords; cette relation, ainsi qu'on le verra, devait être fort utile dans la suite; 2° de chercher une relation analogue dans une lame rectangulaire quelconque; 3° de comparer, à ce point de vue, les modifications provenant soit d'une différence dans le mode de trempe, soit, pour un même verre de même largeur, de la variation de la longueur. J'avais naturellement à étudier les phénomènes produits par la trempe à l'huile, découverts par M. de la Bastie [1].

Pour obtenir des résultats précis, j'employai une source de lumière homogène. Le bec éclaireur à gaz salé du saccharimètre de M. Laurent donna d'excellents résultats. Ce n'est que dans des cas particuliers que j'employai d'autres sources de lumière homogène.

L'appareil dont je me suis servi pouvait se disposer facilement sur l'instrument de M. Jamin, destiné à l'étude de la polarisation elliptique. Il comprenait le polariseur ordinaire, orienté à 45° du plan du limbe, un micromètre spécial remplaçant le compensateur. Ce micromètre, comme celui dont s'est servi M. Jamin, portait deux fils fins parallèles, perpendiculaires au limbe. Il fut commode, pour le cas où les franges n'étaient pas rectilignes, d'en adjoindre un troisième, horizontal. L'analyseur était un prisme biréfringent, en avant duquel était une lunette permettant de viser le micromètre.

C'est en avant de ce dernier et à $0^{m},002$ ou $0^{m},003$ au plus que l'on disposait la lame à étudier. Si, en effet, la distance devenait plus grande, en déplaçant l'œil devant l'oculaire, la frange visée se déplaçait elle-même

---

(1) Ces diverses recherches, et spécialement celles qui sont relatives aux lames rectangulaires longues, ont été entreprises sur les bienveillants conseils de M. Jamin.

par rapport au réticule. La plaque de verre était fixée à la hauteur convenable sur un chariot formé d'une lame de glace bien dressée en arrière, et qui entraînait un trait de repère tracé sur ivoire.

Ce chariot lui-même glissait sur une autre plaque plus grande de glace, fixée sur la plate-forme de l'instrument, et sur laquelle étaient mastiquées, en arrière, une règle de bois qui servait à diriger le chariot dans son mouvement, en avant, une réglette d'ivoire, graduée en demi-millimètres, contre laquelle se déplaçait le repère entraîné par le chariot. On a pu constamment apprécier ainsi le $\frac{1}{10}$ et même peu à peu le $\frac{1}{20}$ de millimètre. On aurait pu sans doute arriver à une plus grande précision en produisant le déplacement du chariot au moyen d'une vis micrométrique; mais la précision eût été illusoire, car la plus grande diffficulté rencontrée a été le défaut, presque impossible à éviter, de symétrie de la trempe. Il en résultait, comme on le verra, qu'en mesurant les franges de même ordre de chaque côté de la lame et prenant la moyenne on n'obtenait jamais rigoureusement le même nombre. Si la dissymétrie était trop grande, on rejetait l'expérience.

On commença par régler le polariseur. A cet effet, le procédé qui me parut le meilleur consista à faire réfléchir la lumière sur une plaque de métal poli, puis, par tâtonnements, à orienter tout à la fois le polariseur et l'analyseur de manière à obtenir l'extinction complète. On tourna alors le polariseur de 45° exactement. Quant à l'analyseur, on se contenta de lire sa position.

Pour régler le micromètre de telle sorte que les fils parallèles fussent perpendiculaires au plan du chariot, il suffit de placer à une petite distance en avant une lame bien rectangulaire et d'amener les fils vus à travers la lunette à être parallèles au bord vertical de cette lame.

Pour obtenir chaque fois le réglage de la lame à étudier,

on commençait d'abord par en marquer le centre, puis on la fixait sur le chariot avec un peu de cire molle, directement ou en interposant des lames de verre diverses selon sa longueur, et l'on vérifiait, en regardant à travers la lunette, si le point marqué passait bien au milieu du réticule. Cela fait, par une série de tâtonnements, on la disposait de manière que les faces fussent parallèles au bord du chariot et que ses arêtes fussent parallèles aux fils verticaux du réticule.

Pour faire une observation, on effectuait deux séries de mesures en tournant alternativement l'analyseur de telle sorte que sa section principale fût perpendiculaire, puis parallèle à celle du polariseur. On obtenait ainsi autant de déterminations que la lame montre de franges en la posant sur la plate-forme inférieure d'un Norremberg. Lorsque les franges étaient trop près du bord ou trop serrées, on ne pouvait plus les amener au milieu de l'intervalle des deux fils. Dans ce cas, on amenait la même frange en coïncidence successivement avec les deux fils et on prenait la moyenne.

La même méthode s'appliquait à la détermination des deux bords, l'analyseur étant parallèle. On mesurait ainsi la largeur de la lame, et en même temps on déterminait son milieu géométrique.

Après cette première série de mesures, il restait encore à déterminer la différence de marche centrale ou plutôt la différence des retards au centre et au point correspondant à la frange étudiée la plus rapprochée du milieu. Voici la méthode à laquelle on s'est définitivement arrêté.

On supprime à cet effet le réticule et l'on y substitue le compensateur, muni d'un réticule construit de même. On commence par le graduer, en déterminant, vers la région qui parut la plus régulière, les deux positions de la lame mobile correspondant aux différences de marche O et $\pm \frac{\lambda}{2}$

(une nouvelle détermination était nécessaire chaque fois). On introduisait alors la lame rectangulaire à la hauteur voulue, bien parallèle au compensateur, et presque en contact avec lui, pour les mêmes raisons que plus haut. La lame, pour ces mesures, fut placée toujours de manière que ses plus longues arêtes fussent horizontales. Les franges étaient courbes ([1]).

L'avantage de cette disposition est évident. Surtout pour les lames longues, et même pour les autres, au voisinage du milieu, le retard ne varie plus que lentement d'un point à un autre et passe par un maximum. Plaçant la lame de telle sorte que son centre se superposât à peu près au micromètre, on amenait, en déplaçant la lame mobile du compensateur, une frange noire au milieu du champ (on opérait toujours de telle sorte que cette position de la lame mobile fût intermédiaire à celles qui avaient servi à la graduation préalable). En déplaçant le chariot mobile, on voyait la frange se déplacer d'abord dans un certain sens, s'arrêter, puis revenir en arrière. Cet arrêt se produisait évidemment au moment où le milieu de la lame passait devant cette région du compensateur, puisque la différence de marche repasse par les mêmes valeurs d'un côté et de l'autre du centre. En déplacant le compensateur, on s'arrangeait en sorte que l'arrêt se produisît au milieu des fils du réticule. On effectuait la lecture, et l'on notait en même temps l'orientation de l'analyseur. Chaque opération était répétée deux fois, et l'on prenait la moyenne.

Pour montrer comment on pouvait déduire de là la différence de marche centrale, je donnerai un exemple numérique.

([1]) La forme courbe des franges était utilisée pour placer la lame à la hauteur voulue.

Analyseur parallèle, comp. seul, moyenne....	31,16
» croisé, » »	16,25
Différence....	14,91
Analyseur croisé, milieu lame, moyenne.......	28,57

On déduit de là, pour la différence de marche centrale,

$$\Delta = 2n\frac{\lambda}{2} + \frac{12,32}{14,91}\frac{\lambda}{2} = 2n\frac{\lambda}{2} + 0,827\frac{\lambda}{2}.$$

Mais soit δ la différence de marche correspondant à la frange observée la plus voisine. Cette dernière ayant été obtenue avec l'analyseur parallèle, δ est de la forme

$$(2p+1)\frac{\lambda}{2}.$$

On en déduit

$$\Delta = \delta + (1 - 0,827)\frac{\lambda}{2} = \delta + 0,173\frac{\lambda}{2}.$$

On peut, avec ces données numériques, dessiner la courbe qui représentera la distribution des franges en fonction de leur distance au centre de la lame, par exemple. C'est ce que montrera mieux un exemple numérique. Voici, par exemple, le Tableau complet des déterminations des franges dans l'une de ces expériences. On a pris pour unité de longueur le centimètre.

Lame trempée à l'air. Rectangle 7.
(Largeur : $1^{cm},458$).

	LARGEUR.		
Nature des franges.	1re déterm.	2e déterm.	Moyenne.
Première frange λ......	7,810	7,805	7,807
Deuxième frange $\frac{\lambda}{2}$.....	7,740	7,740	7,740
Troisième frange λ......	7,640	7,640	7,640
Quatrième frange $\frac{\lambda}{2}$.....	7,485	7,485	7,485

Nature des franges.	LARGEUR. 1re déterm.	2e déterm.	Moyenne.
Milieu	»	»	7,204
Quatrième frange $\frac{\lambda}{2}$	6,920	6,910	6,915
Troisième frange λ......	6,770	6,770	6,770
Deuxième frange $\frac{\lambda}{2}$......	6,680	6,675	6,677
Première frange λ......	6,600	6,600	6,600

La lame se trouve assez régulièrement trempée. On trouve en effet pour le double de l'abscisse du centre, selon la frange, les nombres

14,407, 14,417, 14,410, 14,400.

L'écart entre les valeurs extrêmes de l'abscisse est donc $0^m,08$. On a trouvé d'autre part pour les bords les résultats suivants :

Premier bord, premier fil......	7,955	Moy. 7,912
» deuxième fil.....	7,870	
Deuxième bord, premier fil....	6,525	Moy. 6,484
» deuxième fil...	6,442	

On en déduit 7,198 pour abscisse du centre, au lieu de 7,204. D'autre part, enfin, on a trouvé, pour le retard central,

$$\Delta = \delta + 0,69\,\frac{\lambda}{2}.$$

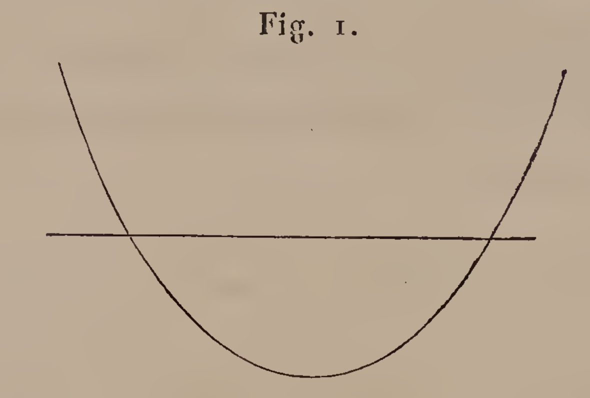
Le Tableau suivant résume les résultats de l'expérience et fournit les données nécessaires à la construction de la courbe. L'unité d'ordonnée sera $\frac{\lambda}{2}$. Enfin on prendra pour origine le milieu de la lame, la courbe passant par l'origine.

Rectangle 7. — Trempe à l'air.

	x.				
y.	1er côté.	2e côté.	Moyenne.	Calcul.	Différences.
0,69....	0,282	0,288	0,285	0,289	+ 0,004
1,69....	0,437	0,433	0,435	0,435	0
2,69....	0,537	0,526	0,531	0,531	0
3,69 ...	0,604	0,603	0,603	0,603	0

La *fig.* 1 représente la courbe ainsi obtenue, en prenant

Fig. 1.



pour les abscisses $0^m,010$ pour $0^m,003$, pour les ordonnées $0^m,020$ pour $3\frac{\lambda}{2}$.

Après avoir recueilli ainsi un nombre suffisant de courbes, dans différents cas relatifs à des rectangles allongés, comme celui dont je viens de parler, on chercha à représenter les diverses courbes par une fonction de x de même forme dans tous les cas

On trouve dans la *Physique* de Biot [1] une formule qui, convenablement interprétée, devrait représenter précisément la courbe obtenue : « Soit A la teinte de la bande centrale, exprimée en parties de la Table de Newton, et nommons E celle d'une autre bande quelconque CD, dont la distance AP au milieu de la plaque soit exprimée par x, on a, dans toute la largeur de la plaque,

$$E = A - A\frac{x^2}{X^2},$$

(1) Biot, *Physique,* quatrième Volume (1816).

X étant la distance au centre de la plaque de la bande noire. »

Si l'on admet l'identité des teintes d'une lame trempée avec celles des anneaux de Newton, on voit que les quantités A et E sont proportionnelles aux différences de marche correspondantes, mesurées avec une lumière homogène quelconque. La loi de Biot revient donc à confondre la courbe étudiée avec une parabole. Essayons donc la formule $y = ax^2$. Nous trouverons pour a, en employant successivement les quatre franges, du centre au bord,

$$a_1 = 8,50, \quad a_2 = 8,93, \quad a_3 = 9,57, \quad a_4 = 10,10.$$

La formule de Biot ne représente donc pas, même grossièrement, les résultats de l'expérience.

On peut essayer une fonction de forme analogue, mais contenant deux coefficients arbitraires. C'est ainsi que l'on peut, dans certains cas, employer l'ellipse :

$$y + by^2 = ax^2.$$

On trouve, par exemple, dans le cas actuel,

$$b = -0,0544, \quad a = 8,11.$$

Le calcul conduit aux résultats suivants :

y.	Observation.	Calcul.	Différences.
0,69.........	0,285	0,286	+ 0,001
1,69*........	0,435	0,435	0
2,69.........	0,531	0,526	— 5
3,69*........	0,603	0,603	0

Les différences sont bien de l'ordre des erreurs d'observation. Toutefois, cette formule n'est pas générale et n'est plus suffisante, en particulier, si l'on cherche à l'appliquer à une lame trempée à l'huile.

C'est ce que montre le Tableau suivant :

Rectangle 8. — Trempe à l'huile.

y.	Observation.	Ellipse.	Courbe exponentielle.
0,92.......	0,413	0,386	0,418
1,92*......	0,515	0,515	0,515
2,92......	0,568	0,579	0,572
3,92*......	0,613	0,613	0,613

Les franges marquées d'un astérisque sont celles qui ont servi au calcul des constantes. On voit que la formule essayée n'était pas générale. A la suite d'un grand nombre d'essais, je pensai trouver la solution en employant une expression de la forme

$$y = f(x) + f(2l - x),$$

en prenant l'origine au bord de la lame. Cela revient à considérer la double réfraction en un point donné comme produite par la superposition des effets des deux bords de la plaque. La fonction $f(x)$ qui se trouva le mieux remplir les conditions voulues dans un grand nombre de cas fut $f(x) = AK^x$. Si alors on rapporte la courbe, comme je l'ai fait, au centre de la lame, on a

$$y = A(K^x + K^{-x} - 2) = A(e^{\alpha x} + e^{-\alpha x} - 2).$$

C'est ainsi que, pour le rectangle 7 trempé à l'air, on a trouvé :

$$A = 0,836, \quad \alpha = \log K = 1,320.$$

Les résultats donnés par le calcul ont été inscrits dans la cinquième colonne du Tableau (p. 16).

On a trouvé également, pour le rectangle 8 trempé à l'huile,

$$A = 0,0544, \quad \log k = 3,049.$$

Les résultats du calcul sont inscrits de même dans la quatrième colonne du Tableau ci-dessus.

La formule empirique ainsi établie donne tout aussi bien la distribution des franges dans des lames plus courtes. Je citerai, en particulier, une lame de grandes dimensions, trempée à l'air. Les franges étaient courbes.

Rectangle 2. — Trempe à l'air.

$l = 3^{cm},050$, $L = 6^{cm},30$.

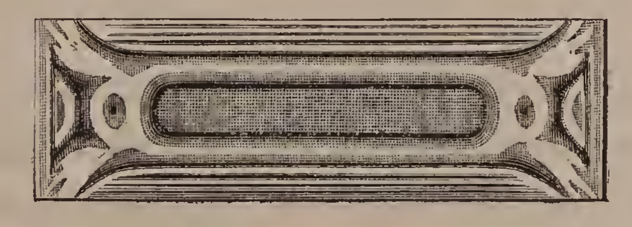
y.	Observation.	Calcul.	Différences.
0,69......	0,660	0,666	+ 0,006
1,69......	0,965	0,965	0
2,69......	1,150	1,150	0
3,69......	1,277	1,278	+ 1
4,69......	1,385	1,385	0

$A = 0,3414$, $\log K = 0,8627$.

On voit en résumé que, pour les rectangles et pour les franges parallèles aux grands côtés de la plaque, on peut représenter la distribution des différences de marche par les mêmes formules qui donnent la distribution du magnétisme dans un barreau qui présente, comme dans certaines expériences de M. Jamin, deux pôles extrêmes de même nom. On peut rapprocher également cette formule de celle qui représenterait la distribution des températures dans une barre dont les deux extrémités seraient maintenues à la même température.

J'ai appliqué la formule empirique ainsi obtenue à l'étude de quelques particularités. J'ai étudié tout d'abord com-

Fig. 2.

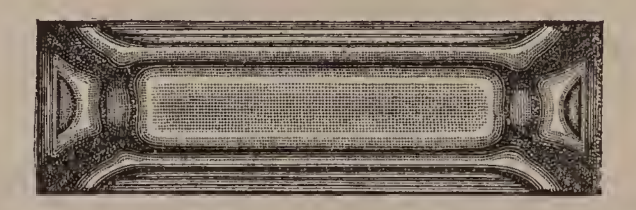


Analyseur croisé.

ment variait pour une même plaque la forme de la courbe, lorsqu'elle était successivement trempée à l'air et à l'huile.

Les *fig.* 2 et 3 donnent une idée de la beauté des phénomènes que l'on obtient dans ce dernier cas, même avec une lame assez mince.

Fig. 3.



Analyseur parallèle.

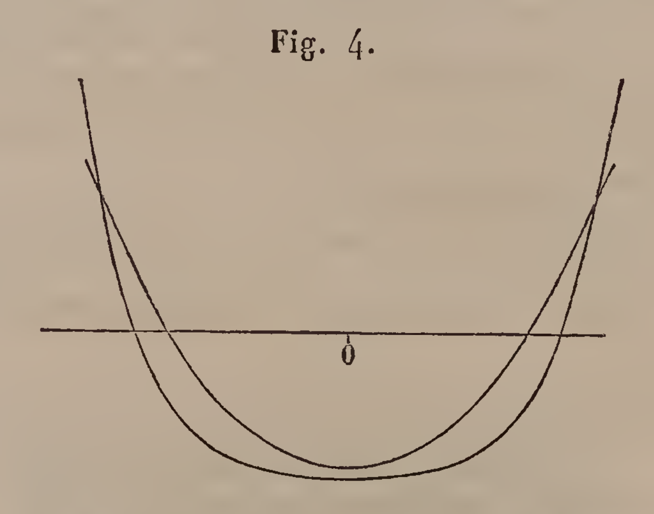
C'est ainsi que l'on a trouvé successivement pour un rectangle n° 7 :

Rectangle 7. $l = 1^{cm},458$, $L = 3^{cm},43$.

	Différence de marche centrale.	Distance des bandes noires.	A.	log*k*.
Trempe à l'air...	1,60	0,862	0,950	1,230
Trempe à l'huile.	1,765	1,010	0,031	3,510

Les deux courbes sont figurées ci-dessous (*fig.* 4).

Fig. 4.



On voit que, si la différence de marche centrale est à peu près la même dans les deux cas, les bandes noires se sont sensiblement rapprochées du bord par la trempe à l'huile. Le coefficient A est devenu vingt-cinq fois plus petit; la constante $\alpha = \log K$ est devenue beaucoup plus grande. On

peut résumer ces résultats en disant : *Dans une lame trempée à l'air, la distribution des franges est semblable à celle du magnétisme dans les aimants brachypolaires, dans une lame trempée à l'huile, à la distribution du magnétisme dans les aimants mégapolaires ayant au milieu un point conséquent.*

Les résultats demeurent les mêmes dans le cas de lames plus courtes. Le rectangle 6 m'a donné par exemple :

$$l = 1^{cm},689, \quad L = 3^{cm},15.$$

	Différence de marche centrale.	Distance des bandes noires.	A.	log K.
Trempe à l'air....	1,82	0,990	0,692	1,30
Trempe à l'huile..	1,50	1,148	0,0204	3,27

Influence de la longueur. — Considérons en second lieu une série de lames trempées de même manière, de même largeur et de longueurs différentes, et voyons comment les courbes se trouvent modifiées. Le Tableau suivant résume les résultats obtenus.

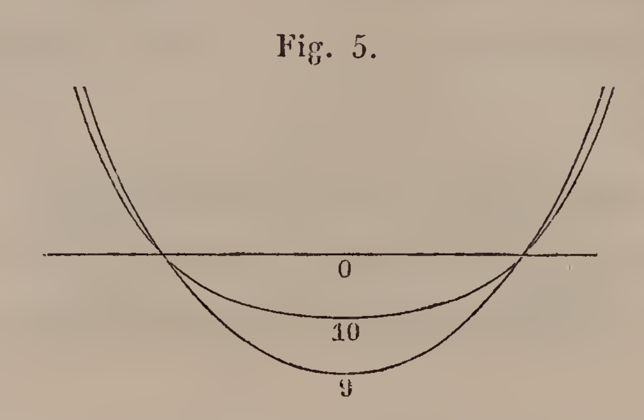
Rectangles $l = 1^{cm},425$. — *Trempe à l'air.*

Nos	$\frac{l}{L}$.	Différence centrale.	A.	log K.	Distance des bandes noires.
7...	0,415	1,69	0,836	1,320	0,870
9...	0,549	1,40	0,680	1,366	0,848
10...	0,705	0,77	0,105	2,277	0,846

On voit que, si l'on ne considère que la forme des courbes pour des lames de plus en plus courtes, elles se rapprochent de celles qui caractérisent les lames trempées à l'huile. Au contraire, la bande noire se rapproche en même temps de plus en plus du centre. Ce n'est pas étonnant, puisque pour les lames carrées on ne retrouve souvent qu'une tache noire

centrale. On n'a reproduit (*fig.* 5) que la deuxième et la troisième de ces courbes.

Fig. 5.



Lames carrées. — L'étude des lames carrées m'a conduit à quelques résultats nouveaux, particulièrement dans le cas de la trempe à l'huile.

On sait quels sont les caractères généraux d'une plaque de cette forme trempée à l'air. On retrouve aux quatre coins les taches colorées que présentent tous les rectangles. Les franges sur le bord sont serrées, courbes, mais aucune d'elles n'est noire. Enfin les franges ne sont que marginales, et, vers le centre, la différence de marche ne varie plus que très lentement.

J'ai examiné tout d'abord des lames de grandes dimensions. Pour ces lames encore, la formule empirique exponentielle est à peu près applicable. Voici, du reste, pour l'une d'elles, les résultats comparés du calcul et de l'expérience :

Lame carrée, $l = 2^{mc},920$.

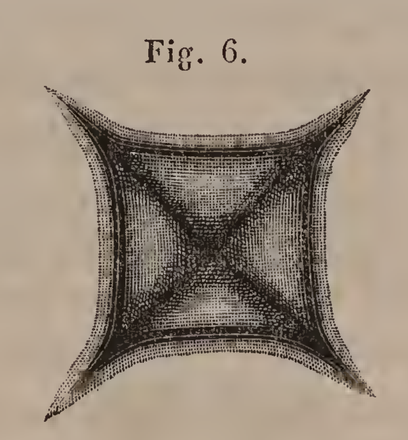
y.	Observation.	Calcul.	Différences.
1........	0,975	0,960	— 0,015
2........	1,106	1,106	0
3........	1,188	1,192	+ 4
4........	1,260	1,254	— 6
5........	1,310	1,302	— 8
6........	1,342	1,342	0

Le calcul donne

$$A = 0,0124, \quad \log k = 2,002.$$

On voit que la concordance est encore assez exacte, sauf pour la frange la plus rapprochée du centre. Une autre lame m'a donné également pour cette frange 1,082 (observation) au lieu de 1,066 (calcul). L'origine de ces divergences est nettement indiquée par les résultats que me donnèrent toutes les lames que j'ai eu l'occasion de tremper moi-même. Dans tous les cas, en effet, et quel que fût le degré de trempe obtenu, ces plaques m'ont présenté vers le centre l'apparence dont la *fig.* 6 peut donner une idée.

Fig. 6.



Je suppose l'analyseur et le polariseur croisés, et les côtés de la lame orientés à 45° des plans de polarisation.

Dans ce cas, entre la tache centrale noire et la première frange $\frac{\lambda}{2}$, on distingue une frange noire, large, mais nettement séparée du centre par quatre plages faiblement éclairées. Il y a donc, sur une parallèle AB à deux des côtés, un changement de signe. C'est ce que l'on peut mettre en évidence par un artifice indiqué par M. Mascart. Superposons à la plaque une lame mince parallèle à l'axe, ce dernier étant parallèle à l'une des diagonales. Rien ne sera changé dans la distribution des teintes le long de la ligne AB. Mais, si l'on vient à faire tourner légèrement la lame cristalline dans un sens convenable, on voit presque immédiatement la lumière réapparaître au centre, tandis que la tache centrale, qui s'est scindée en deux, vient se réunir aux bandes D et C, qui se sont en même temps rapprochées. Dans le cas où la rotation s'effectue en sens inverse, la tache centrale disparaît et les bandes C et D

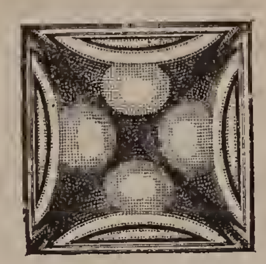
s'éloignent du centre. Cette expérience montre directement qu'entre C ou D et le centre il y a deux séries de points auxquels correspondent les différences de marche égales.

La formule empirique ne peut plus avoir ici aucune signification. Elle représente toutefois encore exactement la distribution des franges latérales. Cette remarque devait être utile pour la suite.

Dans une lame carrée de largeur $l = 1^{cm},88$, la distance CD des deux franges noires a atteint la valeur $1^{cm},04$.

Les plaques trempées à l'huile présentent, lorsqu'on les examine dans un microscope polarisant, des propriétés tout à fait inattendues. On peut dire toutefois que ces singularités ne sont que l'exagération de celles que je viens

Fig. 7.



de signaler dans certaines lames trempées à l'air. La *fig.* 7 donne une idée de leur apparence [1].

---

[1] J'indiquerai en quelques mots la disposition expérimentale qui a permis d'obtenir les photographies (*fig.* 2, 3 et 7).

Le porte-lumière servait tout à la fois à éclairer la lame, et, grâce à l'emploi de la glace noire, à polariser la lumière. La plaque de verre à photographier, convenablement orientée, était introduite dans la monture même du porte-lumière. La chambre noire employée étant destinée aux portraits, on plaça à quelque distance ($0^{m},10$ environ) en avant de la lame une lentille de $0^{m},30$ environ de distance focale, qui en donnait une image virtuelle et grossie. C'est au foyer de cette lentille que se trouvait l'ouverture de la chambre photographique, et c'est là également que se trouvait placé l'analyseur, que l'on pouvait par suite, sans inconvénient, prendre de petites dimensions. On peut, grâce à cette disposition, obtenir au fond de la chambre photographique une image nette, et à peu près de grandeur naturelle. On se trouve en outre utiliser ainsi toute la lumière incidente. C'est enfin sur l'ouverture du nicol analyseur que se trouvait fixé un verre violet, du moins dans le cas des *fig.* 2 et 3. On obtenait ainsi une plus

Ici, nous ne retrouvons plus les courbes isochromatiques des lames de même forme trempées à l'air. Nous rencontrons, à peu de distance du bord, une frange étroite, complètement noire, séparée du centre par une plage brillante. Il y a donc ici également un changement de signe, mais, dans ce cas, très nettement accusé. La même méthode de vérification, au moyen d'une lame cristalline mince, parallèle à l'axe, fait se dédoubler nettement la tache centrale, tandis que la bande noire latérale et les autres franges marginales se rapprochent toutes ensemble du centre. Quant à la valeur du retard maximum compris entre le centre et la frange noire, il a toujours dépassé $\frac{\lambda}{2}$. La photographie (*fig.* 7) le met du reste en évidence. La courbe qui représente dans ce cas la distribution des différences de marche sera donnée plus loin (II[e] Partie, *fig.* 13).

L'une des lames étudiées, ayant un côté $l = 2^c,303$, la distance des franges noires fut $1^c,826$.

Je me suis proposé, à la suite de ces observations, de rechercher la fonction $f(x)$ qui, introduite dans l'expression

$$y = \mathrm{A}[f(x) + f(2l - x)],$$

pût représenter ces nouveaux phénomènes. Examinons à

---

grande netteté. La lame carrée, au contraire, fut photographiée dans la lumière blanche; on espérait que la frange noire pourrait se distinguer des autres. Le réglage fut fait à la lumière solaire, mais la lumière des nuées suffit parfaitement si l'on élimine avec soin, comme on l'a fait, toute lumière étrangère.

Les opérations photographiques furent exécutées par M. Didelot, préparateur à la Faculté des Sciences, qui a bien voulu consacrer plusieurs jours à ce travail.

Dans le cours de ces opérations, j'ai eu l'occasion de faire une observation qui me semble présenter quelque intérêt. Si, après avoir mis en place la plaque, on la regarde de loin, on voit se dessiner les franges, sur une petite étendue, il est vrai, à la fois, en jaune sur fond bleu. Ce phénomène est dû simplement aux houppes de Haidinger, grâce auxquelles l'œil joue le rôle d'analyseur.

cet effet ce qui se passe dans les lames rectangulaires, également trempées à l'huile, sur une parallèle aux longs côtés et à égale distance de chacun d'eux. Ainsi que l'on pouvait s'y attendre, on obtient, dans ce cas, une distribution des franges tout à fait analogue à celle des lames carrées si la plaque est courte, à cette différence près que l'on ne retrouve plus de frange noire, la différence de marche centrale n'étant plus nulle. Quant au minimum, qui se trouve près des extrémités, on peut démontrer son existence en observant qu'en général entre deux franges consécutives correspondant à $\delta = 2n\frac{\lambda}{2}$ manque toujours une frange $\delta = (2n+1)\frac{\lambda}{2}$. C'est ce qu'on peut vérifier par le procédé de la lame mince cristallisée.

L'étude des lames assez longues pour présenter sur une longueur notable une bande de teinte sensiblement constante devait être particulièrement intéressante, parce qu'on peut considérer dans ce cas les deux courbes $f(x)$ et $f(2l-x)$ comme complètement séparées l'une de l'autre. Deux séries de mesures furent effectuées.

Plusieurs particularités sont à signaler :

1° Le minimum se trouve, dans ce cas, compris entre deux franges complètement noires.

2° La différence de marche, au lieu de rester constante, à partir du centre, pour décroître ensuite jusqu'au minimum, augmente tout d'abord, assez faiblement il est vrai :

$$\delta = 0,05\frac{\lambda}{2};$$

mais la seule inspection au microscope suffit pour le montrer, et la photographie même (*fig.* 2 et 3) a pu mettre ce phénomène en évidence.

Voici, dans tous les cas, les résultats relatifs à l'une de ces plaques (lame photographiée); les abscisses sont

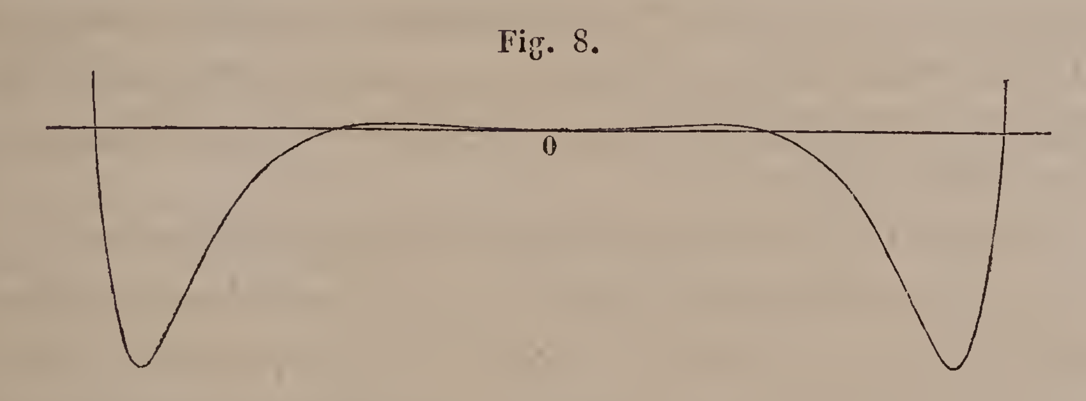
comptées à partir du milieu, les ordonnées à partir du retard central :

$$L = 4^c,506.$$

y.	x (1er côté).	x (2e côté).	Moyenne.	Observations.
	c	c	c	
0,05.....	»	»	»	Maximum.
0......	1,007	0,993	1,000	»
— 0,224....	1,245	1,251	1,248	»
— 1,224....	1,545	1,548	1,546	»
— 2,224....	1,740	1,748	1,744	Frange noire.
— 2,83.....	»	»	»	Minimum.
— 2,224....	2,013	2,018	2,015	Frange noire.
— 1,224....	2,090	2,091	2,090	»
— 0,224....	2,121	2,123	2,122	»
0........	2,126	2,129	2,127	»
+ 0,776....	2,144	2,148	2,146	»

La *fig.* 8 représente la courbe ainsi obtenue, toujours à la même échelle.

Fig. 8.



J'ai cherché, d'après ces résultats, à déterminer la fonction $f(x)$: j'ai dû y renoncer après plusieurs essais. J'étais conduit, par l'existence même d'un minimum et d'un maximum, à essayer la fonction qui s'obtient en supposant que, dans l'expression précédemment employée,

$$y = A(e^{\alpha x} + e^{-\alpha x} - 2),$$

la constante α devenait imaginaire. Chacune des moitiés de la courbe pourrait alors se représenter par

$$y = AK^x \sin\alpha(x - x').$$

La forme générale de la courbe est bien la même, mais l'écart pour certains points entre le calcul et l'observation peut atteindre $0^{mm},6$. Je ne pus donc utiliser ces courbes dans les recherches qui suivent.

DEUXIÈME PARTIE.

LOI DES LONGUEURS D'ONDE.

CHAPITRE PREMIER.

MÉTHODE EXPÉRIMENTALE. — ÉTUDE DU COMPENSATEUR DE M. JAMIN.

Je me suis proposé, dans ces recherches, de chercher si la loi posée par Wertheim s'appliquait à un mode de compression ou de traction quelconque, et spécialement au verre trempé, qui nous fournit un moyen commode d'obtenir sur une même lame des compressions et des tractions très différentes.

L'emploi du verre trempé avait d'ailleurs un autre avantage. J'avais démontré en effet que, dans les lames rectangulaires et dans un grand nombre de cas, on pouvait représenter les différences de marche aux différents points de la plaque par une formule de la forme

$$y = A(K^x + K^{-x} - 2).$$

Supposons dès lors que la loi de Wertheim se trouve exacte; dans ce cas, en un point quelconque, en multipliant l'ordonnée de la courbe déterminée en employant une lumière homogène quelconque par la longueur d'onde λ, on doit trouver un nombre constant et indépendant de la lumière employée. Il en résulte que, si l'on calcule pour chaque lumière homogène les constantes A et K, on doit

trouver pour K le même nombre et pour A des valeurs inversement proportionnelles aux longueurs d'onde.

Pour conduire convenablement le calcul, on commencera par calculer directement, pour chaque courbe obtenue, la valeur de K. Prenant alors la valeur moyenne, on se servira du nombre obtenu pour calculer la valeur de la constante A pour chaque courbe. Chaque valeur de A sera donc calculée au moyen de toutes les observations qui ont servi à construire la courbe. On prendra la moyenne des nombres ainsi obtenus. Il est à remarquer, toutefois, que la frange la plus voisine du centre n'a jamais pu servir à ce calcul, une erreur assez petite commise sur la valeur de l'abscisse correspondante conduisant à des valeurs très différentes de cette constante.

L'appareil que je construisis à cet effet était, comme je l'ai reconnu depuis, une simple modification de celui qui avait servi à M. Mach (1) dans les recherches précédemment exposées. Cette méthode consiste à produire un spectre cannelé de MM. Fizeau et Foucault, au moyen d'une lame parallèle à l'axe (2). Supposons maintenant que l'on ajoute un compensateur soit à franges, soit à teinte plate; on pourra, en déplaçant la lame mobile, faire courir les franges dans le spectre. La seule précaution à prendre pour avoir un phénomène bien net consiste à mettre la fente immédiatement en contact avec le compensateur. On pourra dès lors déplacer les franges par rapport aux raies du spectre, de même que d'ordinaire la frange noire est mobile par rapport aux fils du réticule.

La lame épaisse fut choisie de telle sorte qu'elle donnât trois franges à la fois dans le spectre (3). Des essais

(1) *Annales de Poggendorff*, t. CXLVI (1872).

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXVI et XXX.

(3) Cette lame avait environ $\frac{1}{3}$ de millimètre d'épaisseur. Il était facile, du reste, de calculer cette épaisseur. L'ordre d'une bande noire, pour la

préliminaires m'avaient fait voir que c'était la condition la plus favorable.

La fente introduite à la place du réticule était faite sur verre argenté, recouvert sur la plus grande partie de sa surface de papier noir, à cause de la transparence de la couche d'argent. Pour produire le spectre, on employa un grand spectroscope d'Hofmann, dont on avait supprimé le collimateur. La lentille collimatrice étant remise en place, le spectroscope, approché à une distance convenable, donnait un spectre très pur avec toutes les raies principales.

La difficulté que l'on rencontre toujours dans ce genre d'observations est d'établir la coïncidence entre la frange noire et la raie examinée, celle-ci disparaissant au moment de la superposition. Verdet, dans ses recherches sur la polarisation rotatoire magnétique, amenait au préalable le croisement des fils du réticule en coïncidence avec la raie du spectre, puis amenait la frange noire à se superposer au réticule. J'ai employé une méthode simple, qui avait l'avantage de supprimer l'erreur provenant d'un déplacement possible du spectroscope pendant l'observation. Recouvrons la fente d'une lamelle demi-onde environ pour la région moyenne du spectre; nous observerons de la sorte deux spectres en contact, faciles du reste à distinguer l'un de l'autre, et à franges à peu près alternées. On pourra dès lors toujours amener les bandes noires de l'un à coïncider avec les raies, rendues visibles, de l'autre. Le principe de cette méthode est analogue à celui qu'a appli-

---

raie B par exemple, est en effet donné par la formule $(m - m')e = n\lambda$. De même, pour la raie G, $(m_1 - m'_1)e = (n+3)\lambda_1$. De là l'épaisseur

$$\left[m_1 - m'_1 - (m - m')\frac{\lambda_1}{\lambda}\right] e = \lambda_1.$$

Le calcul effectué d'après les données de M. Mascart conduit, pour le quartz, à

$$e = 0^{mm},32.$$

qué M. V. Lang (¹) à l'étude de la rotation du plan de polarisation par le quartz.

C'est en réglant l'appareil ainsi disposé que je pus observer un phénomène tout à fait nouveau et inattendu. J'ai cru d'autant plus nécessaire de l'étudier en détail, que M. E. Wiedemann avait fait au compensateur de M. Jamin plusieurs reproches dont il importait d'examiner l'exactitude (²) :

« La méthode de M. Jamin... est assurément la meilleure de celles qu'on a employées jusqu'à ce jour. Toutefois, il faut faire tomber sur l'appareil de la lumière homogène.... Enfin il n'y a, ce me semble, aucun procédé permettant de vérifier l'orientation des prismes de quartz soit entre eux, soit par rapport au plan d'incidence.

» Une erreur dans cette disposition conduit à une erreur considérable pour la position des axes des ellipses décrites par les molécules éthérées. »

Tout d'abord, la méthode de M. Mach, que j'ai employée moi-même, montre qu'on peut facilement appliquer le compensateur aux mêmes recherches pour lesquelles M. Wiedemann a jugé nécessaire d'imaginer un appareil nouveau. Pour les autres critiques adressées à cet instrument, nous les examinerons plus tard.

Pour régler l'instrument, après avoir mis en place le compensateur, je cherchai tout d'abord à orienter le polariseur et l'analyseur (c'était un nicol) de telle sorte que leurs plans de polarisation croisés fussent parallèles aux sections principales des deux quartz du compensateur. A cet effet, je cherchai à éteindre complètement la lumière. Au moment où, examinant en même temps le spectre, j'approchai par tâtonnements de cette position, au lieu d'observer une extinction de plus en plus complète de la

(¹) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Vienne*, 1876.
(²) *Annales de Poggendorff*, 1873.

lumière, je vis apparaître dans le spectre un très grand nombre de bandes étroites, noires, séparées par des intervalles sombres, mais encore lumineux. Je pus toutefois continuer le réglage et, l'extinction aussi complètement obtenue que cela fût possible, introduire la lame parallèle à l'axe. Au moment où celle-ci approchait de la position voulue, les bandes apparurent de nouveau, mais je pus obtenir néanmoins une extinction à peu près complète. Je tournai alors le polariseur et l'analyseur chacun de 45° dans le même sens.

Le phénomène des franges apparut de nouveau, mais il avait changé d'aspect. D'après la théorie de l'appareil ainsi disposé, on aurait dû trouver dans le spectre trois franges sombres, qui auraient dû se déplacer d'une manière continue, en faisant mouvoir la lame mobile du compensateur.

On obtint, en effet, des franges noires; mais, en examinant l'une quelconque d'entre elles, on la voyait beaucoup plus étroite qu'on ne l'aurait obtenue par l'emploi de la lame de quartz seule. On pouvait distinguer en outre, de part et d'autre, deux franges sensiblement équidistantes de la première et un peu plus sombres seulement que les parties voisines du spectre.

Lorsque je venais à déplacer le compensateur dans un certain sens, la frange noire devenait peu à peu de moins en moins visible; la frange sombre de droite, par exemple, disparaissait peu à peu, et en même temps celle de gauche, de plus en plus sombre, devenait complètement noire. Enfin en même temps, à gauche de cette dernière, on commençait à distinguer une nouvelle bande de plus en plus nette, de telle sorte que la frange observée, au lieu de se déplacer uniformément, semblait passer brusquement de la première à la nouvelle position. Si l'on déplaçait le compensateur en sens inverse, le phénomène se reproduisait de même en sens contraire.

Ce phénomène n'était du reste parfaitement net que dans la région la plus éclairée du spectre. Dans le bleu et le violet, par suite de la faible intensité de la lumière, le déplacement de la frange semblait redevenir régulier.

Il était de la plus grande importance de savoir comment pouvait varier la position d'une frange noire lorsque, par une cause quelconque, on introduisait entre les deux vibrations qui traversent le compensateur une différence de marche quelconque.

J'observai à cet effet la raie D, près de laquelle on trouvait pour une position convenable du compensateur une bande noire très voisine : la raie D tombait au $\frac{1}{5}$ environ de la distance de cette frange à la suivante. Les résultats obtenus furent les suivants :

1° En faisant mouvoir le compensateur de manière à ajouter ou retrancher une différence de marche $\frac{\lambda}{2}$, et faisant tourner en même temps l'analyseur de 90°, la frange, rendue complètement noire, avait repris absolument la même position.

2° On interposa un mica $\frac{\lambda}{4}$, en le réglant par rapport aux sections principales, en s'appuyant sur ce que, dans ce cas, le plan de polarisation rétabli restait le même. En déplaçant alors le compensateur d'un côté ou de l'autre, de manière à ramener la bande noire auprès de la raie D, on vit que cette frange avait repris encore la même position.

3° Le résultat resta enfin le même en remplaçant le mica par une lame de verre trempé, orientée comme précédemment, que l'on amenait ensuite dans une position absolument quelconque, et en compensant le retard introduit.

Il était bien probable, d'après ces résultats, que l'on pourrait se servir du compensateur, en prenant pour re-

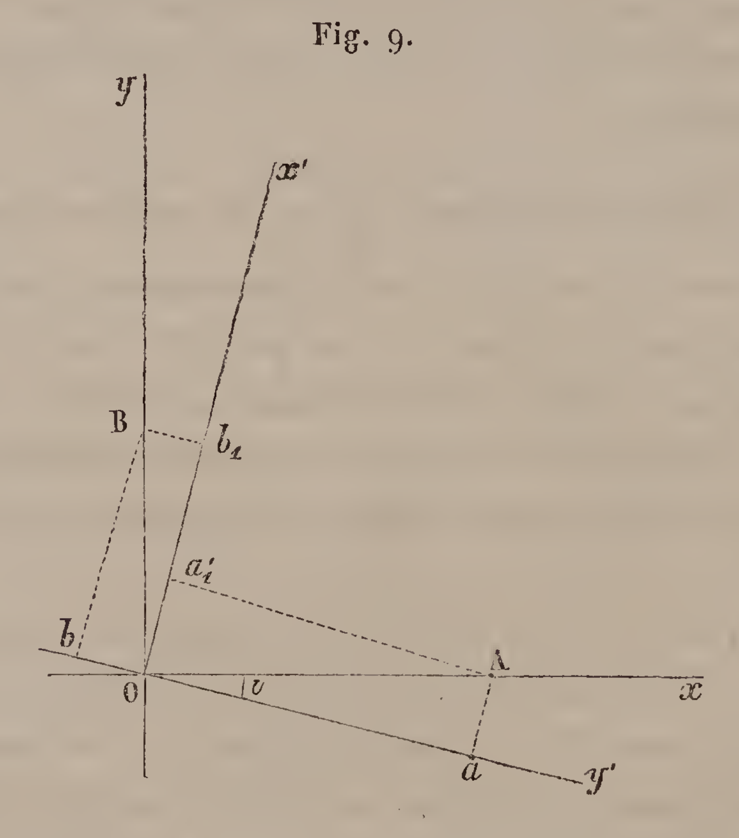
pères les bandes noires elles-mêmes, les plus voisines des raies principales, comme d'un compensateur normal; mais la théorie seule pouvait permettre de l'affirmer.

Théorie du phénomène. — Le compensateur supposé complètement réglé ne pouvait évidemment donner lieu à de telles apparences. On était donc conduit naturellement à attribuer l'apparition de ces franges secondaires à un défaut d'orientation des deux lames de quartz du compensateur l'une par rapport à l'autre. Le calcul rend compte, en effet, de toutes les particularités du phénomène.

Je supposerai, pour simplifier, dans ce qui suit, que la lame de quartz parallèle ait été parfaitement réglée par rapport à l'une des deux lames du compensateur. Quant au plan de polarisation de la lumière incidente, je le supposerai tout d'abord quelconque.

Soient alors Ox, Oy la section principale et la direction perpendiculaire de la première lame, Ox', Oy' les directions

Fig. 9.



correspondantes de la seconde. En traversant la première lame du compensateur, la vibration incidente se décompose en deux, l'une a suivant Ox, l'autre b suivant Oy, ayant

acquis en traversant la lame (quartz parallèle et premier prisme du compensateur) un retard δ. Pour voir l'effet produit par la deuxième lame, décomposons chacune de ces vibrations, OA par exemple, en deux suivant Oy' et Ox'. Soient pour cela ε l'angle xOy', δ_1 le retard introduit par la deuxième lame; on aura les quatre vibrations :

			Retard.
OA	suivant Ox'......	$a \cos\varepsilon$	δ_1
	» Oy'......	$a \sin\varepsilon$	0
OB	suivant Ox'......	$-b \sin\varepsilon$	$\delta + \delta_1$
	» Oy'......	$b \cos\varepsilon$	δ

Pour faire la discussion, nous partagerons ces vibrations en deux groupes de la manière suivante :

Premier groupe.

		Retard.
Ox'..................	$a \cos\varepsilon$	δ_1
Oy'..................	$b \cos\varepsilon$	δ

Second groupe.

Ox'..................	$-b \sin\varepsilon$	$\delta + \delta_1$
Oy'..................	$a \sin\varepsilon$	0

A chacun de ces deux groupes correspond un système de franges dont la superposition donne naissance au phénomène complexe observé.

Considérons le premier groupe. La différence de marche est $\delta - \delta_1$. Si donc pour une certaine longueur d'onde on a, pour la position donnée au compensateur,

$$\delta - \delta_1 = 2n\frac{\lambda}{2},$$

l'analyseur étant tourné à l'extinction, on aurait dans cette région du spectre une frange noire. Si nous suppo-

sons que pour cette même longueur d'onde on ait en même temps

$$\delta + \delta_1 = 2N\frac{\lambda}{2},$$

la vibration résultante provenant du second groupe sera en même temps rectiligne; mais, comme elle s'effectue dans un angle des axes différent de celui qui comprend la première et à angle droit avec elle, elle ne sera pas éteinte en même temps. La frange noire que l'on aurait dû obtenir sera donc éclairée en son milieu, mais faiblement; par suite de la petitesse de l'angle ε.

Second cas. — Supposons, au contraire, que l'on ait en même temps

$$\delta - \delta_1 = 2n\frac{\lambda}{2} \quad \text{et} \quad \delta + \delta_1 = (2N+1)\frac{\lambda}{2}$$

(analyseur croisé), ou encore

$$\delta - \delta_1 = (2n+1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{avec} \quad \delta + \delta_1 = 2N\frac{\lambda}{2}$$

(analyseur parallèle); les deux vibrations sont rectilignes et s'effectuent suivant la même direction. Elles seront éteintes en même temps par l'analyseur; on obtiendra dans ce cas une frange complètement noire.

Si l'on remarque d'autre part que les franges du second groupe sont beaucoup plus nombreuses (vingt fois environ) que celles du premier, on voit que dans le premier cas on trouvera de côté et d'autre de la frange un peu éclairée deux franges un peu sombres. Dans le second cas, on trouvera de part et d'autre de la frange noire deux régions étroites un peu éclairées et au delà des franges demi-sombres. Au delà, l'intensité de la lumière provenant du premier groupe croissant notablement, les franges du second deviendront invisibles.

Fixité des franges. — On démontre également par

cette théorie simple la propriété principale de ces franges, de reprendre exactement leur position primitive, soit par le déplacement seul du compensateur, soit lorsqu'on se sert de cet instrument pour mesurer une différence de marche quelconque.

Déplaçons la lame mobile du compensateur de manière à obtenir, pour la longueur d'onde considérée, $\delta'_1 = \delta_1 + \lambda$; les deux quantités $\delta - \delta_1$, $\delta + \delta_1$ ont varié de λ. Les deux franges noires des deux systèmes coïncident de nouveau à la même place.

Supposons en second lieu $\delta'_1 = \delta_1 + \frac{\lambda}{2}\cdot$ Ici encore $\delta - \delta_1$ et $\delta + \delta_1$ varient de $\frac{\lambda}{2}\cdot$ Si donc on tourne l'analyseur de 90°, on retrouvera la coïncidence, au même point, des deux systèmes de franges.

Dans l'intervalle, lorsqu'on a fait varier $\delta_1 - \delta$ d'une manière continue, la frange $\delta + \delta_1$ s'est elle-même déplacée d'une manière continue; mais elle était invisible pendant tout ce temps.

Supposons maintenant que, par l'interposition d'une lame de verre trempé par exemple, on introduise une différence de marche quelconque Δ. Cette lame, dans les expériences décrites plus loin, se trouvant entre la lame de quartz parallèle et le prisme mobile du compensateur, nous la supposerons réglée par rapport à ce dernier. Nous pouvons toujours supposer en outre $\delta < \lambda$. Deux cas se présentent :

1° Au moyen du compensateur, nous ajoutons ou retranchons une différence de marche $\Delta - \lambda$. Dans les deux cas, δ_1 a augmenté ou diminué de $2p\frac{\lambda}{2}\cdot$ En laissant l'analyseur en place, on retrouvera, pour les mêmes raisons que plus haut, la frange noire dans la même position.

2° Le même raisonnement s'applique au cas où, au

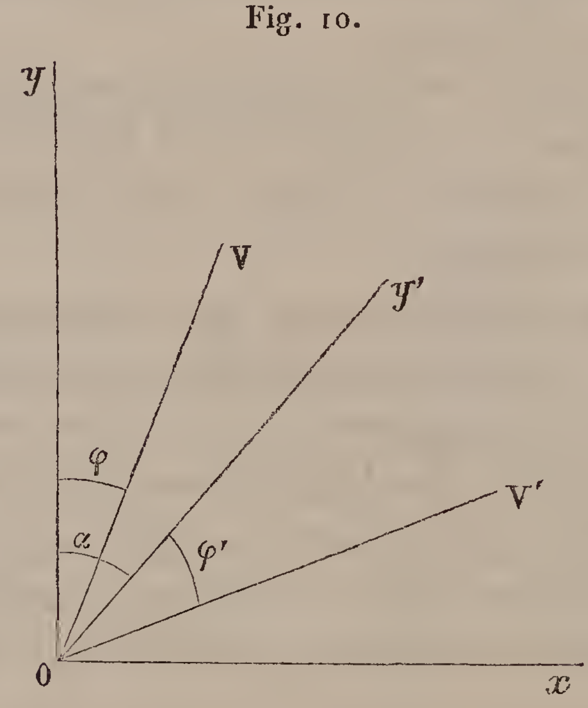
moyen du compensateur, on ajoute ou l'on retranche $\Delta - \frac{\lambda}{2}$, en supposant que l'on fasse tourner en même temps l'analyseur de 90°.

On voit en résumé que, si l'on prend comme repères les franges noires fixes (il serait impossible de faire autrement), on est en droit de se servir du compensateur comme si les deux lames avaient été rigoureusement réglées l'une par rapport à l'autre.

Le calcul de l'intensité relative de la lumière aux différentes régions du spectre nous conduira à l'explication complète de quelques autres particularités.

Soient, d'une manière générale, OV la vibration incidente, Oy la section principale de la première lame

Fig. 10.



($VOy = \varphi$), Oy' la section principale de la seconde ($yOy' = \alpha$), et enfin OV' la normale au plan de polarisation de l'analyseur. Par des décompositions successives nous obtiendrons :

		Retard.
1° Suivant Oy....	$\cos\varphi$	δ
Suivant Ox....	$\sin\varphi$	0

2° En décomposant chacune d'elles suivant Oy' et Ox' :

		Retard.
Suivant Oy'........	$\cos\varphi\cos\alpha$	$\delta+\delta_1$
	$\sin\varphi\sin\alpha$	δ_1
Suivant Ox'........	$-\cos\varphi\sin\alpha$	δ
	$\sin\varphi\cos\alpha$	0

3° Pour avoir les vibrations émergentes, prenons les quatre composantes suivant OV'. On trouve ainsi

	Retard.
$\cos\varphi\cos\alpha\cos\varphi'$	$\delta+\delta_1$
$\sin\varphi\sin\alpha\cos\varphi'$	δ_1
$-\cos\varphi\sin\alpha\sin\varphi'$	δ
$\sin\varphi\cos\alpha\sin\varphi'$	0

Pour calculer l'intensité de la lumière émergente, nous emploierons le procédé général, c'est-à-dire que nous décomposerons chacune des vibrations en deux, l'une de retard 0, l'autre de retard $\frac{\lambda}{4}$. On obtiendra de la sorte le système suivant de sept vibrations :

Retard 0.	*Retard* $\frac{\lambda}{4}$.
$\sin\varphi\cos\alpha\sin\varphi'$,	»
$\cos\varphi\cos\alpha\cos\varphi'\cos 2\pi\frac{\delta+\delta_1}{\lambda}$,	$\cos\varphi\cos\alpha\cos\varphi'\sin 2\pi\frac{\delta+\delta_1}{\lambda}$,
$\sin\varphi\sin\alpha\cos\varphi'\cos 2\pi\frac{\delta_1}{\lambda}$,	$\sin\varphi\sin\alpha\cos\varphi'\sin 2\pi\frac{\delta_1}{\lambda}$,
$-\cos\varphi\sin\alpha\sin\varphi'\cos 2\pi\frac{\delta}{\lambda}$,	$-\cos\varphi\sin\alpha\sin\varphi'\cos 2\pi\frac{\delta}{\lambda}$.

En appelant alors A et B les sommes des amplitudes des vibrations contenues dans chacune de ces colonnes, l'intensité sera

$$I = A^2 + B^2.$$

On trouve, toutes simplifications faites,

$$\begin{aligned} I = {} & \cos^2\alpha\,(\sin^2\varphi\sin^2\varphi' + \cos^2\varphi\cos^2\varphi') \\ & + \sin^2\alpha\,(\sin^2\varphi\cos^2\varphi' + \cos^2\varphi\sin^2\varphi') \\ & + \frac{1}{2}\sin 2\varphi\sin 2\varphi'\cos^2\alpha\cos 2\pi\frac{\delta+\delta_1}{\lambda} \\ & - \frac{1}{2}\sin 2\varphi\sin 2\varphi'\sin^2\alpha\cos 2\pi\frac{\delta-\delta_1}{\lambda} \\ & - \frac{1}{2}\sin 2\alpha\sin 2\varphi'\cos 2\varphi\cos 2\pi\frac{\delta_0}{\lambda} \\ & + \frac{1}{2}\sin 2\alpha\sin 2\varphi\cos 2\varphi'\cos 2\pi\frac{\delta}{\lambda}. \end{aligned}$$

Le terme constant est essentiellement positif.

Appliquons la formule générale obtenue à quelques cas importants, et tout d'abord au phénomène que présente le compensateur seul lorsque le polariseur et l'analyseur sont réglés à peu près à l'extinction.

Nous devons tout d'abord supposer $\delta = \delta_1$. L'angle α sera supposé très voisin de 90° ($\sin\alpha$ voisin de 1, $\cos\alpha$ de 0). Enfin on s'est placé toujours dans le cas où φ et φ' étaient de signes contraires. Nous supposerons, pour simplifier, $\varphi = -\varphi'$, $\varphi' < 0$. On a alors

$$I = a^2 - b\cos 2\pi\frac{2\delta}{\lambda} + c\cos 2\pi\frac{\delta}{\lambda},$$

avec les relations

$$a^2 = \cos^2\alpha\,(\sin^4\varphi + \cos^4\varphi) + \sin^2\alpha\sin^2 2\varphi,$$

$$b = \frac{1}{2}\sin^2 2\varphi\cos^2\alpha, \qquad c = \frac{1}{2}\sin 2\alpha\sin 4\varphi.$$

Pour pouvoir juger de la véritable apparence que l'on obtiendra, il faut tenir compte de l'ordre de grandeur des divers coefficients a^2, b, c.

Si nous supposons φ, φ' et $90^\circ - \alpha$ très petits, a^2 sera, à cause de son second terme, du second ordre seulement, le coefficient b sera du quatrième ordre, enfin c du second.

Il en résulte que le phénomène sera très sensiblement représenté par l'expression plus simple

$$I = a^2 + c \cos 2\pi \frac{\delta}{\lambda}.$$

La forme de cette expression indique que sur un fond uniformément éclairé, mais très faiblement, apparaîtront des franges qui, dans le cas actuel, seront seulement en nombre égal à celles que produirait l'une des lames épaisses du compensateur. C'est ce que l'expérience, ainsi qu'on le verra plus loin, vérifie complètement.

Appliquons en second lieu la formule au cas particulier où nous nous sommes placés, l'appareil étant complètement construit et réglé. Il suffit de supposer

$$\varphi = -\varphi' = 45°.$$

L'expression se simplifie alors et devient simplement

$$I = \frac{1}{2}\cos^2\alpha\left(1 - \cos 2\pi \frac{\delta + \delta_1}{\lambda}\right) + \frac{1}{2}\sin^2\alpha\left(1 + \cos 2\pi \frac{\delta - \delta_1}{\lambda}\right),$$

ou plus simplement

$$I = \cos^2\alpha \sin^2\pi \frac{\delta + \delta_1}{\lambda} + \sin^2\alpha \cos^2\pi \frac{\delta - \delta_1}{\lambda}.$$

Dans cette expression, α sera encore voisin de 90°, c'est-à-dire $\sin^2\alpha$ voisin de 1, $\cos^2\alpha$ très petit.

Ainsi que nous l'avons trouvé plus haut, cette expression ne devient nulle que si l'on a à la fois

$$\pi \frac{\delta + \delta_1}{\lambda} = N\pi, \quad \pi \frac{\delta - \delta_1}{\lambda} = \frac{2n + 1}{2}\pi,$$

ou

$$\delta + \delta_1 = 2N\frac{\lambda}{2} \quad \text{avec} \quad \delta - \delta_1 = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}.$$

Si nous supposons, au contraire, l'analyseur tourné de 90°, on devra prendre $\varphi = \varphi' = 45°$:

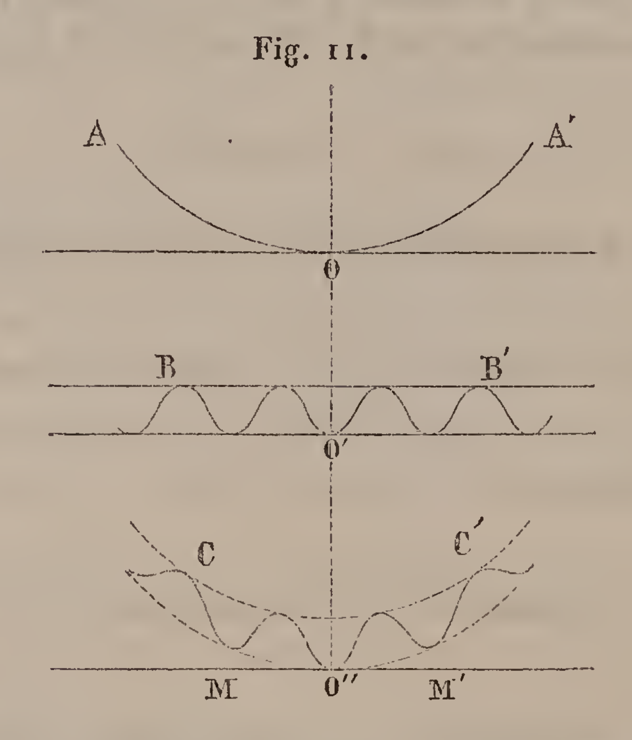
$$I = \cos^2\alpha \cos^2\pi \frac{\delta + \delta_1}{\lambda} + \sin^2\alpha \sin^2\pi \frac{\delta - \delta_1}{\lambda}.$$

L'extinction complète aura lieu quand on aura

$$\delta + \delta_1 = (2N' + 1)\frac{\lambda}{2} \quad \text{avec} \quad \delta - \delta_1 = 2n'\frac{\lambda}{2}.$$

Pour déduire de l'une ou l'autre de ces formules l'apparence que présentera le spectre, on peut employer une représentation graphique. A cet effet nous prendrons pour ordonnées les valeurs de I, c'est-à-dire le rapport de la

Fig. 11.

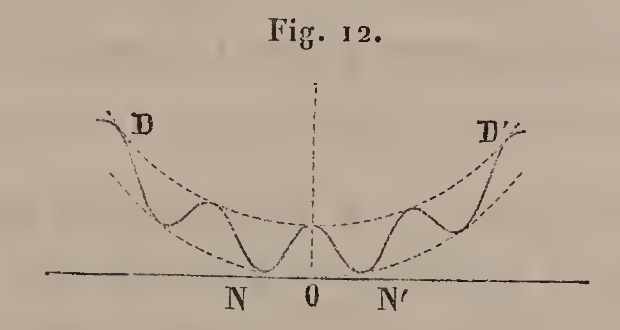


lumière transmise à la lumière provenant du polariseur. Pour les abscisses, nous supposerons le spectre étalé de telle sorte que les abscisses soient proportionnelles aux arcs $2\pi\frac{\delta + \delta_1}{\lambda}$. Construisons les courbes au voisinage des régions où apparaissent les franges noires. Dans le cas où les franges concordent en un certain point O, par exemple, il nous faut, pour obtenir la courbe cherchée, ajouter aux ordonnées de la courbe AA' celles de la courbe BB'. On

aura ainsi la courbe CC′. On trouvera en O″ une frange complètement noire, en M et M′ deux franges sombres séparées de la première par des intervalles brillants, puis au delà d'autres franges sombres, de moins en moins nettes, et que l'on cesse bientôt de pouvoir distinguer.

Dans le cas où les deux systèmes de franges sont discordants, on obtiendra, en opérant les mêmes constructions, la courbe DD′ (*fig.* 12). On aura en N et N′ deux

Fig. 12.



franges également sombres, séparées l'une de l'autre par un espace central éclairé.

Nouvelle méthode pour le réglage et la vérification d'un compensateur. — L'existence du phénomène que je viens de décrire, et que j'ai pu mettre en évidence en examinant de même deux autres compensateurs appartenant au cabinet de Physique de l'École Normale supérieure, m'a conduit à penser que la disposition des franges pourrait permettre un réglage de deux lames du compensateur bien plus précis que celui qui est fondé sur l'extinction complète de la lumière.

Je ne pus malheureusement régler le compensateur employé, car, comme toujours, les deux lames ne sont pas mobiles dans leur monture. Je dus avoir recours à un appareil de démonstration, facile du reste à installer. Je pris une lame de gypse clivée, bien transparente et incolore, d'une épaisseur de $0^{mm},5$ environ. Après l'avoir coupée en deux, et l'analyseur de l'appareil de M. Jamin enlevé, je plaçai l'une des lames dans la monture, où elle restait fixe; l'autre fut fixée à l'alidade, et mobile avec elle. En

avant, on plaçait l'analyseur, porté par un pied spécial. La lumière solaire tombait, après avoir traversé l'appareil, sur la fente du spectroscope à vision directe.

Enlevant d'abord la lame de gypse mobile, on régla par tâtonnements le polariseur et l'analyseur de manière à éteindre complètement la lumière, puis on les fit tourner d'un petit angle l'un à droite, l'autre à gauche. C'est alors que l'on mit en place le second fragment de gypse.

Partons de la position pour laquelle les deux lames sont orientées exactement à 90°. La formule donne

$$I = \sin^4\varphi + \cos^4\varphi.$$

On a donc un spectre peu éclairé, mais sans trace de franges. Celles-ci apparaissent pour un très petit déplacement de lame mobile, mais elles sont assez espacées. J'ai pu vérifier en effet, en comparant ces franges à celles que donnait la lame fixe seule, qu'elles correspondaient seulement à la différence de marche δ, ainsi que l'avait donné le calcul, dans le cas où je me suis placé. Ce n'est qu'au moment où l'on approche de la direction pour laquelle les axes des deux lames coïncident, que le second groupe de franges apparait de plus en plus net, ces franges alternant avec les premières. Elles deviennent un instant également sombres; puis, en continuant à tourner l'alidade, l'un des groupes s'efface de nouveau et disparaît rapidement, pour ne réapparaître qu'après une rotation de 180°.

Je pouvais donc employer deux méthodes pour régler les deux lames l'une par rapport à l'autre, soit en dédoublant les franges, puis faisant tourner la lame mobile de 90° exactement (cette méthode ne serait pas applicable au compensateur), soit en cherchant à faire disparaître les franges.

Dans ce dernier cas, on a tout avantage, et c'est ce que l'expérience vérifie, à se rapprocher le plus possible de l'extinction. La raison en est la même que celle pour

laquelle, dans un saccharimètre à pénombre, l'angle des deux plans de polarisation doit rester très petit. Mais de là aussi la nécessité d'employer une source de lumière intense, comme la lumière solaire ou la lumière électrique : j'ai vu en effet qu'avec la lumière Drummond les franges étaient beaucoup moins visibles.

Voici quelques expériences qui montrent le degré d'exactitude que l'on peut atteindre :

Spectre très sombre. — Disparition des franges.

— 34° 50′, — 34° 48′, — 34° 45′.

L'écart n'est que de 5′. Dans ce cas, il fut même impossible de faire disparaître complètement les franges; l'alidade étant mise en mouvement directement à la main, elles disparaissaient et réapparaissaient presque en même temps. Moyenne : 34° 47′ 30″.

Même disposition. — Dédoublement des franges.

55° 55′, 54° 55′, 55° 15′, 55° 55′, 54° 28′.

Les écarts dans ce cas dépassent 1°. La précision est donc excessivement réduite.

En tournant un peu le polariseur et l'analyseur en sens contraires, on cherche de nouveau à faire disparaître les franges dans un spectre un peu plus lumineux :

145° 20′, 24′, 21′, 8′, 10′, 14′.

L'incertitude devient bien plus grande que dans le premier cas. Elle ne dépasse pas toutefois 16′. La moyenne est 145° 16′. Comme vérification, la somme des angles de la première et de la troisième série doit être 180°. On trouve 180° 3′ 30″ [1].

---

[1] Il faut remarquer que dans la troisième série on avait pris soin de faire autant de mesures par excès que par défaut : de là la concordance.

On voit en résumé que, si par tâtonnements on a soin de se placer dans les circonstances les plus favorables, on peut régler les deux lames d'un compensateur à 5′ près. La méthode proposée est donc extrêmement sensible.

Cette méthode a de plus l'avantage de n'exiger aucun appareil spécial autre qu'un spectroscope. Je crois donc qu'elle pourra être de la plus grande utilité soit pour les constructeurs, soit pour les physiciens qui voudront vérifier le compensateur avant de s'en servir. Il est évident, du reste, que la méthode s'applique tout aussi bien au compensateur à franges qu'au compensateur à teintes plates.

CHAPITRE II.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES. — RÉSULTATS.

La théorie précédente ayant permis de montrer que l'on était en droit de se servir du compensateur malgré les anomalies qu'il présentait, on se servit de l'appareil construit comme je l'ai indiqué précédemment absolument comme de celui qui avait été disposé lors de la première partie de ces recherches, c'est-à-dire que le chariot mobile était placé du côté du compensateur de telle sorte que la lame de verre mobile se trouvât le plus près possible de la fente du spectroscope. Quant au réglage des différentes pièces de l'appareil, voici la marche adoptée.

On fixait tout d'abord la fente dans le compensateur, et, réglant grossièrement le polariseur, la lame parallèle et l'analyseur, on vérifiait si les franges obtenues étaient bien parallèles aux raies du spectre. Cela obtenu après quelques tâtonnements, on fixait complètement le compensateur. La lame parallèle étant enlevée et le spectroscope en place, on déplaçait alternativement le polariseur et l'analyseur, de manière d'abord à obtenir les franges noires décrites, puis à éteindre la lumière aussi exactement que possible. On observait la position du po-

lariseur et de l'analyseur, puis on introduisait le quartz parallèle. A ce moment la lumière apparaissait de nouveau, et, lorsqu'on approchait du réglage, les franges prenaient un aspect qui rappelait celui qu'elles devaient prendre définitivement, c'est-à-dire que, très sombres en certaines régions, elles étaient très claires dans l'intervalle. Mais, en continuant à déplacer la lame, on ramenait le spectre au maximum d'obscurité, et en même temps les franges, encore visibles, quoique faiblement, redevenaient toutes également sombres. Il ne restait plus alors qu'à faire tourner le polariseur et l'analyseur exactement de 45° dans le même sens (analyseur croisé) pour obtenir l'apparence précédemment décrite.

Pour orienter la lame de verre trempée de telle sorte que ses franges fussent parallèles à la fente du spectroscope, on commençait, avant l'indroduction de la lame, par amener l'une des franges dans le jaune moyen du spectre; puis, en tournant l'analyseur, on la rendait la plus sombre possible. On plaçait la lame, en ayant soin d'amener la région voisine du bord devant la fente. Le spectre était alors sillonné d'un plus grand nombre de franges, mais qui n'étaient plus complètement sombres, et de plus inégalement éclairées en haut et en bas du spectre. En faisant basculer peu à peu la lame, on rendait de nouveau les franges le plus sombres possible. Elles redevenaient en même temps parallèles aux raies du spectre. Lorsqu'on déplaçait alors la lame lentement avec le chariot qui la portait, on voyait les franges noires courir dans le spectre, très rapidement d'abord, de plus en plus lentement ensuite, s'arrêter un instant lorsque la région centrale passait devant la fente, puis revenir en arrière d'un mouvement de plus en plus rapide, jusqu'au moment où, le bord étant très rapproché de la fente, la lumière disparaissait subitement dans tout le spectre.

Ainsi que nous l'avons vu, les franges fines secondaires

étant seules susceptibles d'être rendues complètement noires, on se trouvait forcé de les prendre comme repères, au lieu des raies mêmes du spectre solaire. Leur distribution par rapport aux raies était la suivante : la raie C se trouvait au milieu de l'intervalle de deux de ces franges ; la raie D partageait l'intervalle de deux d'entre elles à peu près dans le rapport de 1 à 5 ; la coïncidence était exacte pour la raie E; enfin, pour les raies F et G, les franges étroites n'étant plus discernables, la méthode ordinaire était applicable.

On jugeait donc la coïncidence de la frange noire théorique avec la raie C établie quand les deux franges fines qui la comprenaient avaient été rendues également sombres. Pour la raie D, on cherchait à rendre la plus noire possible la frange la plus voisine, et l'on en était averti lorsque les deux franges voisines à droite et à gauche étaient devenues également sombres. Le même artifice s'appliquait directement à la raie E.

L'observation des franges pour C et G se faisait en prenant la précaution indiquée par Verdet [1], c'est-à-dire que pour la première j'interposais devant l'œil un verre rouge, et un verre bleu pour la seconde.

Chaque expérience comprenait toutes les mesures relatives à l'une des raies du spectre. Deux méthodes différentes ont été successivement employées.

Première méthode. — On compense au préalable le retard central par rapport à la lumière simple observée; puis, laissant le compensateur immobile, on mesure les positions de la lame correspondant à des différences de marche λ, 2λ, ..., comptées à partir du centre. Faisant tourner alors l'analyseur de 90° et répétant les observations, on obtenait une seconde série de points de la courbe.

Seconde méthode. — La lame de verre trempé étant

---

[1] *OEuvres*, t. I. — *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXIX.

enlevée, on amenait la frange noire à coïncider avec la raie étudiée. Interposant alors la plaque de verre, on effectuait les deux mêmes séries de mesures. On déterminait ensuite la valeur de la différence de marche centrale.

Voici, par exemple, les résultats obtenus en opérant par la première méthode sur une lame trempée à l'air (n° 6). Je donnerai tout d'abord le Tableau des observations relatives à la raie D :

Rectangle 6. — *Raie* D.

r.	1er côté.	2e côté.	Moyenne.	A.
2........	0,513	0,517	0,515	0,5410
3........	0,606	0,607	0,606	0,5364
4........	0,676	0,669	0,672	0,5412
			Moyenne....	0,5395

La valeur de log K directement calculée se trouva la même dans tous les cas : $\log K = 1,44$.

Les observations, qui ont porté sur toutes les raies du spectre, sont résumées dans le Tableau ci-dessous, où l'on n'a inscrit que les moyennes obtenues pour A :

Raies.	C.	D.	E.	F.	G.
A.......	0,479	0,5395	0,599	0,670	0,738
Aλ......	3,15	3,18	3,16	3,15	3,18
Écarts....	— 0,01	+ 0,02	0,00	— 0,01	+ 0,02

la moyenne de Aλ étant 3,16. La longueur d'onde est exprimée en dix-millièmes de millimètre. Les écarts de la moyenne du produit Aλ n'atteignent pas 1 pour 100.

J'ajouterai à cet exemple celui d'une autre lame, trempée à l'huile, et qui a été étudiée par la seconde méthode. Je choisirai à cet effet celle pour laquelle on a fait le plus grand nombre de mesures (rectangle 7). Cette plaque présentait vers le centre un défaut : la première frange était irrégulière. Cela n'offrait pas d'inconvénient, les

autres étant parfaitement symétriques, et cette première frange ne pouvant jamais servir au calcul de la constante A.

On a obtenu, par exemple, pour la raie F :

y.	1er côté.	2e côté.	Moyenne.	A.
1,171........	0,422	0,413	0,418	»
2,171........	0,512	0,513	0,512	0,0385
3,171........	0,555	0,555	0,555	0,0390
4,171........	0,592	»	0,592	0,0385
			Moyenne.......	0,0387

Le retard central a été calculé d'après les résultats suivants de l'observation :

			Moyenne.
Compensateur seul, 1re position...	30,66	30,62	30,64
» 2e position...	42,48	42,46	42,47
Lame, 1re position............	32,66	32,68	32,67

En remarquant en outre que la frange la plus voisine du centre (trop voisine et trop large pour pouvoir être observée) correspondait à la première position de l'analyseur, on tire de là

$$\delta = \frac{2,03}{11,83} = 0,171.$$

Une première vérification doit se faire. Si l'on applique la loi de Wertheim aux retards centraux directement mesurés, si Δ est la différence de marche observée, le produit $\Delta\lambda$ doit demeurer constant. Pour calculer Δ, il me fallait connaître tout d'abord quelle était, dans chaque cas, parmi les franges observées, celle qui correspondait à la bande noire. Il suffit, pour cela, de comparer toutes les observations. Parmi les abscisses déterminées, il en est une qui reste la même, aux erreurs près d'observation, dans tous les cas. C'est ainsi que l'on a trouvé pour cette

abscisse, qui devrait rester constante, les valeurs

0,505, 0,509, 0,507, 0,512

pour les observations relatives aux raies C, D, E et F. L'écart maximum atteint 0^{mm},07 ou 0,04 de la valeur moyenne; il reste donc dans les limites des erreurs possibles. La frange ainsi déterminée correspond bien d'ailleurs, par son rang, à la frange noire que l'on observe directement dans le microscope polarisant. On déduit de là pour les valeurs numériques de $\Delta\lambda$:

Raies.	C.	E.	F.	
Δ......	1,576	2,000	2,170	
λ......	6,56	5,27	4,86	
$\Delta\lambda$.....	10,34	10,54	10,54	Moy. : 10,47
Écarts de la moy.	— 0,13	+ 0,07	+ 0,07	

La vérification se fait assez exactement, les nombres employés ne résultant chacun que d'une observation. Les écarts de la moyenne ne dépassent pas toutefois 1 pour 100 environ de sa valeur.

La valeur de Δ obtenue pour la raie D ne figure pas dans ce Tableau. Cela provient de ce que l'on a commis une erreur certaine dans la mesure du retard central dans ce cas. On trouva en effet que, pour introduire une différence de marche $\frac{\lambda}{2}$, le compensateur ne s'était déplacé que de 14^d,47 au lieu de 14^d,95, nombre moyen obtenu dans toutes les autres observations. Pour calculer la constante A relative à la raie D, on a calculé la valeur de Δ d'après le Tableau même que je viens de donner, en posant $\Delta\lambda = 10,47$ [1].

[1] La frange qui sert aux mesures ne coïncidant pas rigoureusement avec la raie D, on a calculé la longueur d'onde correspondante par interpolation, en observant qu'entre C et D existaient environ neuf franges secondaires.

La valeur moyenne de log K s'est trouvée être

$$\log K = 3,45.$$

En réunissant tous les résultats obtenus, on obtient le Tableau suivant :

Raies.	C.	D.	E.	F.
A......	0,0287	0,0320	0,0358	0,0387
Aλ.....	0,1883	0,1891	0,1886	0,1884
Écarts...	— 0,0003	+ 5	0	— 2

La valeur moyenne de Aλ étant 0,1886. On voit que la vérification se fait avec une grande exactitude. L'écart relatif maximum a été $\frac{1}{377}$ ou $\frac{1}{400}$ environ.

L'absence fréquente de la lumière solaire m'ayant empêché de multiplier autant que je l'aurais désiré les expériences sur les lames rectangulaires, je crus utile d'en exécuter un certain nombre en employant des sources de lumière homogène et en opérant par la méthode décrite dans la première Partie.

Les sources lumineuses employées furent d'abord la lumière de gaz salé, puis celle qu'on obtient en faisant traverser à la lumière ordinaire du gaz soit un verre rouge, soit la dissolution, indiquée par Verdet ([1]), du sulfate de cuivre dans le carbonate d'ammoniaque. La lumière obtenue ainsi est d'un beau bleu, et, soit par les interférences, soit par l'examen d'une lame de verre trempée, on n'observe aucune trace des colorations secondaires que donne un verre bleu. Cette dissolution, en outre, affaiblit assez peu l'intensité de la lumière pour que l'observation à la lumière du gaz fût possible.

On avait au préalable, en mesurant la largeur des franges d'interférence produites par les bilentilles, obtenu le rapport des longueurs d'onde du rouge et du bleu em-

([1]) *Œuvres complètes*, t. I, p. 219.

ployés à celle du sodium. Les résultats obtenus furent les suivants :

Lumière bleue, largeur d'une frange......	$0^{d},385$
Lumière rouge »	$0,487$

On déduit de là, pour le rapport des longueurs d'onde,

$$\frac{\lambda}{\lambda''} = 1,265.$$

La même méthode donna, pour les lumières rouge et du gaz salé, le rapport

$$\frac{\lambda}{\lambda'} = 1,080.$$

Les résultats obtenus furent les suivants (lame rectangulaire 13) :

Valeur commune : $\log K = 1,04$.

Retard central (compté à partir de la frange noire).

	Rouge.	Jaune.	Bleu.
Δ.............	1,27	1,37	1,59
A.............	1,006	1,09	1,25

On déduit de là, pour les lumières bleue et rouge,

$$\frac{\delta''}{\delta} = 1,252, \quad \frac{A''}{A} = 1,255,$$

nombres égaux, à 1 pour 100 près, au rapport des longueurs d'onde.

Si l'on compare d'autre part les nombres obtenus dans la lumière rouge et dans celle du chlorure de sodium, on trouve

$$\frac{\delta'}{\delta} = 1,078 \quad \text{et} \quad \frac{A'}{A} = 1,080.$$

D'autres mesures effectuées sur des lames carrées, mais qui n'ont porté que sur deux longueurs d'onde seulement,

avaient donné pour ce même rapport les valeurs 1,08 et 1,06.

Lames carrées trempées à l'huile. — J'ajouterai à ces recherches quelques mots sur des expériences faites au moyen du spectroscope, et qui ont porté sur un cas où la formule employée jusqu'ici devient inapplicable. La lame que j'étudiai était une lame carrée trempée à l'huile (côté $2^{cm},30$) et présentant dans le microscope polarisant l'apparence précédemment décrite.

Le phénomène obtenu lorsqu'on déplaçait cette lame devant le compensateur était plus compliqué que dans le cas des rectangles.

La lame se déplaçant d'un bord à l'autre, les franges noires couraient toutes dans le même sens dans le spectre et s'arrêtaient au moment où le point correspondant au minimum passait devant la fente. Les franges reprenaient alors un mouvement inverse, s'arrêtaient un instant, après avoir subi un déplacement assez faible, revenaient de nouveau en arrière de la même quantité, pour s'arrêter et reprendre un mouvement inverse de plus en plus rapide. Ces déplacements alternatifs sont des conséquences des changements de signe de la lame. On a déterminé pour les raies D et F le plus grand nombre possible de points des deux courbes, et l'on a mesuré en outre, par la méthode ordinaire, les ordonnées minima pour ces deux longueurs d'onde et pour celle de la raie C.

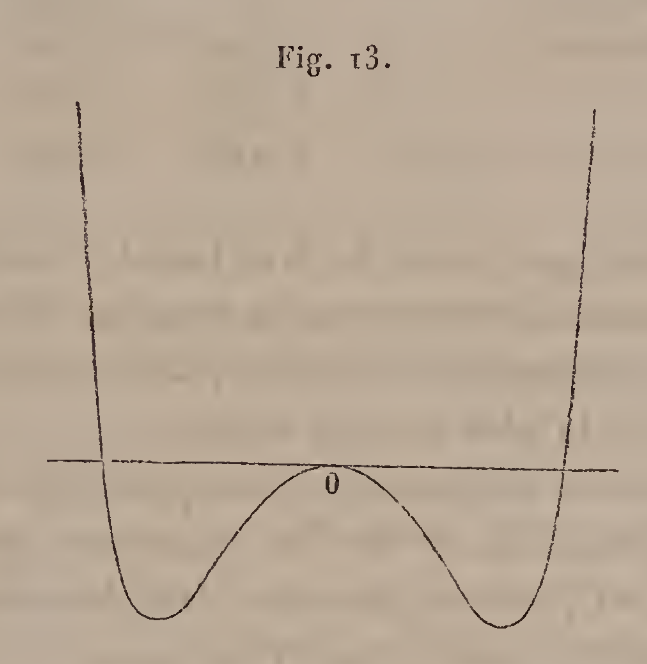
C'est ainsi que l'on trouva les valeurs suivantes de Δ et $\Delta\lambda$:

Raies.	C.	D.	F.	
Δ....	$-1,000$	$-1,089$	$-1,318$	
$\Delta\lambda$...	$-6,36$	$-6,41$	$-6,40$	Moy. : $-6,39$
$\frac{\varepsilon}{\Delta\lambda}$...	$-\frac{1}{200}$	$+\frac{1}{300}$	$+\frac{1}{600}$	

La concordance de ces nombres est donc très exacte.

Poussant plus loin la vérification, j'ai multiplié les diverses ordonnées des deux courbes par les valeurs correspondantes des longueurs d'onde. En portant les points obtenus sur un même papier quadrillé, on trouva que, près du bord, les courbes obtenues se superposaient exactement. Pour les points voisins du centre, on a pu se servir des ordonnées des deux courbes pour construire avec plus d'exactitude la courbe relative aux différences de marche.

Fig. 13.



Recherches sur le flint lourd et la compression. — Il ressort des résultats exposés précédemment que la loi de Wertheim peut être considérée comme exacte à 1 pour 100 près environ. Mais, si l'on imagine que les écarts de la loi cherchée soient de même ordre de grandeur que la dispersion du verre ordinaire, les méthodes employées n'auraient guère pu les mettre en évidence pour le verre à glace ordinaire. De là la nécessité de s'adresser à un verre fortement dispersif. J'ai employé à cet effet le flint extra-dense, qui me parut réaliser le mieux les conditions voulues.

Ce verre se ramollissant à une température relativement peu élevée, la trempe que je pus obtenir fut trop faible pour me permettre de mesurer autre chose que les différences de marche au centre. J'opérai sur une lame rectan-

gulaire. Cette mesure fut faite à deux reprises, les résultats obtenus une première fois me faisant craindre quelque erreur : les nombres obtenus furent sensiblement les mêmes, ainsi que le montre le Tableau suivant :

Flint extra-dense. — Région centrale.

Raies.	C.	D.	F.
Δ 1re expérience........	»	0,852	0,929
Δ 2e expérience........	0,792	0,861	0,934
Moyenne.................	0,792	0,857	0,931
Δλ......................	5,196	5,048	4,525

On voit donc que, pour le flint lourd, la différence de marche diminue régulièrement du rouge au violet, et même rapidement, puisque cette variation, de la raie D à la raie F, atteint le $\frac{1}{10}$ de la plus grande valeur.

A la suite de ces recherches, il m'a paru utile d'appliquer l'appareil à l'étude de la double réfraction produite par compression, et particulièrement dans le cas de la compression régulière, étudiée par Wertheim.

Il m'a suffi, pour obtenir une compression à peu près régulière sur la plus grande partie de la lame de verre ordinaire soumise à l'expérience, d'employer la pince de compression ordinaire, à la condition de retourner les deux pièces d'acier de manière à saisir la lame entre deux surfaces planes. On interposait en outre entre le verre et les plaques d'acier des bandes de caoutchouc. La teinte, dans ce cas, devint uniforme sur le tiers environ de la largeur de la lame, ce qui fut suffisant dans le cas actuel. On observa dans ces circonstances un fait qui mérite d'être signalé.

On pouvait penser que la compression ou bien resterait constante d'un bord comprimé à l'autre, ou plutôt serait un peu plus forte près du bord comprimé que partout ailleurs. Au contraire, dans tous les cas, on trouva que

près du bord la compression, toujours très faible, croissait rapidement jusqu'à $0^m,001$ environ, pour devenir sensiblement constante jusqu'à $0^m,001$ de l'autre bord.

La compression n'étant constante que dans la région centrale, et, près des bords, la différence de marche n'atteignant jamais $\frac{\lambda}{2}$, on pouvait toujours des mesures faites au compensateur déduire la véritable différence de marche. Voici les résultats obtenus :

Raies.	C.	D.	E.	F.	G.
Δ	1,90	2,16	2,37	2,66	2,92
$\Delta\lambda$	12,5	12,7	12,5	12,9	12,6
ε	— 0,1	+ 0,1	— 0,1	+ 0,3	0,0

la moyenne étant 12,6. Il est probable que quelque erreur accidentelle avait été commise en opérant sur la raie F. Ces expériences vérifient les résultats obtenus par Wertheim dans les mêmes circonstances. Mais, les expériences de ce physicien n'ayant porté que sur des lames régulièrement comprimées, il était intéressant de voir ce qui arrive lorsqu'on produit une compression irrégulière.

Le cas étudié tout d'abord fut celui où, comme on le fait d'ordinaire, on serre la lame entre deux surfaces convexes d'acier, soit directement, soit en interposant de minces bandes de carton. Comme plus haut, on pouvait facilement de l'examen de la lame au microscope polarisant, puis au compensateur, déduire les valeurs vraies des différences de marche. On étudia le point central, parce que la différence de marche passe en cette région par un minimum.

Les résultats obtenus furent les suivants :

Raies.	C.	D.	F.
Δ	2,374	2,670	3,401
$\Delta\lambda$	15,57	15,73	16,53

La loi de Wertheim se trouve donc ici encore complè-

tement en défaut, mais en sens contraire : la différence de marche absolue croît régulièrement du rouge au violet. Les différences obtenues sont hors de proportion avec les erreurs possibles d'observation.

C'est ce que montrent également les résultats obtenus en modifiant le mode de compression. En interposant des bandes de caoutchouc entre les surfaces courbes d'acier et les bords de la plaque de verre, la compression croissait d'abord du bord comprimé à une petite distance, décroissait lentement jusqu'au milieu, pour présenter les mêmes phénomènes près de l'autre bord. On obtient donc, outre le minimum central, deux maxima près des bords.

L'étude des différences de marche au point central, pour la même lame de verre ordinaire, a conduit au résultat suivant :

Raies.	C.	D.	E.	F.
$\Delta\lambda$........	6,63	6,82	7,025	7,353

De même que dans l'expérience précédente, la différence de marche absolue croît régulièrement du rouge au violet.

Comparons ces résultats à ceux que nous a donnés l'étude de la trempe, pour le verre ordinaire et pour le flint lourd. On peut prévoir, d'après cette comparaison, que, si l'on soumet une lame de flint extra-dense à une compression irrégulière, la différence de marche sera encore variable, sans doute, avec la longueur d'onde, mais se rapprochera de la constance.

J'ai donc répété la dernière expérience avec le verre pesant, en me plaçant autant que possible dans les mêmes circonstances. C'est ainsi que j'obtins les nombres suivants :

Raies.	C.	D.	F.
$\Delta\lambda$.........	12,43	12,33	12,126

La différence de marche absolue décroît encore régulièrement du rouge au violet, mais la variation est beaucoup

plus faible, ainsi que je l'avais prévu, que dans le cas de la trempe.

Si donc, sans doute à cause de la complexité de l'apparence présentée par le spectre, la précision des mesures n'a pas été aussi grande que j'aurais pu l'espérer, on peut néanmoins résumer comme il suit les résultats obtenus:

Pour le verre ordinaire, régulièrement comprimé ou trempé, la différence absolue de marche est indépendante de la longueur d'onde, à 1 pour 100 près environ.

Cette loi ne s'applique plus à un verre à fort pouvoir dispersif. Dans ce cas, la différence absolue de marche décroît du rouge au violet.

Dans le cas d'une compression irrégulière, la loi posée par Wertheim n'est plus applicable. Pour le verre ordinaire, la différence de marche croît régulièrement du rouge au violet. Dans un verre à fort pouvoir dispersif, elle décroît du rouge au violet, mais plus lentement que dans le cas précédent.

TROISIÈME PARTIE.

ÉTUDE DES INDICES DANS LES PLAQUES RECTANGULAIRES.

CHAPITRE I.

RECHERCHES PRÉLIMINAIRES SUR LES DÉFORMATIONS DES SURFACES PAR L'EFFET DE LA TREMPE.

On sait depuis longtemps déjà que, si l'on prend les densités d'une même plaque de verre avant et après la trempe, celle-ci éprouve une diminution de densité. C'est ainsi que MM. Chevandier et Wertheim ont trouvé qu'un verre trempé de densité 2,513 prenait après le recuit une densité 2,523.

J'ai cherché tout d'abord à mesurer un phénomène beaucoup plus simple, en observant la variation d'épaisseur transversale et dans la région centrale d'une lame rectangulaire longue. Il était probable que cette variation ne serait pas la même au milieu et aux extrémités; de là quelques précautions. Les mesures ont été faites au sphéromètre.

Afin de mesurer la variation de la largeur de la lame uniquement dans la région où les franges étaient sensiblement parallèles, on employa la méthode suivante. Disposons sous la vis micrométrique de l'instrument deux petites plaques de verre bien planes ($0^m,015$ de côté pour la première, qui était carrée; l'autre, circulaire, avait $0^m,015$ de diamètre). Observons la position de la vis micrométrique. Sans changer de place la plaque inférieure, nous ferons reposer sur elle par la tranche, et vers son milieu, la lame rectangulaire à mesurer, de sorte que sa longueur soit parallèle aux côtés du carré; puis nous replacerons par-dessus la lame circulaire. Une nouvelle lecture nous donnera la largeur de la lame.

L'emploi de deux petites plaques était nécessaire, car la lame étudiée n'était que dépolie sur la tranche.

Les mesures ont porté : 1° sur une lame à l'état naturel, puis trempée à l'air; 2° sur une autre plaque de même verre à l'état naturel, puis trempée à l'huile; 3° comme vérification, sur une lame de même verre déjà trempée à l'air, puis trempée à l'huile.

Voici les résultats obtenus :

Première lame (trempe à l'air).

Épaisseur avant la trempe	$e = 15^{mm},1260$
» après la trempe	$e' = 15,1450$
Différence	$\Delta = 0,0190$

$$\text{Rapport } \frac{\Delta}{e} = \frac{1}{799}.$$

Deuxième lame (trempe à l'huile).

Épaisseur avant la trempe..........	$e = 15^{mm},1209$
» après la trempe..........	$e' = 15,1450$
Différence..................	$\Delta = 0,0241$

$$\text{Rapport } \frac{\Delta}{e} = \frac{1}{629}.$$

Troisième lame.

Épaisseur après la trempe à l'air....	$e' = 15^{mm},1381$
» après la trempe à l'huile..	$e'' = 15,1467$
Différence..................	$\Delta = 0,0086$

On obtient donc dans les deux cas un accroissement de largeur, plus considérable dans le cas de la trempe à l'huile, mais la différence est assez faible.

Les expériences que je vais décrire présentent un intérêt beaucoup plus grand. Je voulais étudier et mesurer directement les déformations des deux surfaces primitivement planes d'une plaque rectangulaire, produites par la trempe.

La méthode employée était tout indiquée : c'était celle que M. Fizeau a appliquée avec tant de bonheur à l'étude des dilatations, et plus récemment M. Cornu dans ses recherches sur la déformation de la surface extérieure des solides élastiques ([1]). Cette méthode consiste à produire les anneaux de Newton entre la surface étudiée et une autre plaque de verre bien plane, la lumière tombant normalement sur la surface de séparation des deux lames de verre.

Ici se présentait une difficulté spéciale : c'était la nécessité d'employer un micromètre qui pût se déplacer per-

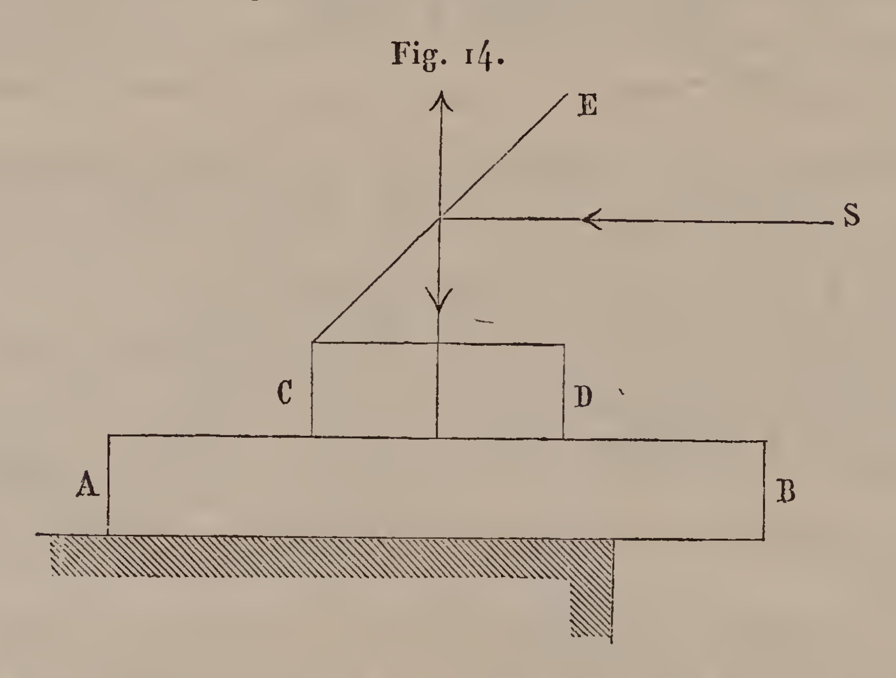
---

([1]) *Comptes rendus*, 1869, 2e semestre.

pendiculairement aux bords du rectangle et que l'on pût observer en même temps que les franges. Le procédé que l'on employa à cet effet consista à observer les franges au moyen du microscope d'une bonne machine à diviser. L'objectif de ce microscope avait, en effet, une distance focale assez grande pour que l'on pût introduire sur la plate-forme de la machine toutes les pièces nécessaires.

On fixait sur la plate-forme la lame rectangulaire AB de telle sorte que son bord rectiligne B fût bien parallèle à celui de la machine et que son milieu tombât approximativement sous l'objectif du microscope. Sur ce rectangle

Fig. 14.



et en son milieu on posait la plaque carrée CD, à laquelle était fixée une lamelle de verre CE, inclinée à 45°. La source de lumière étant en S, le microscope permettait de voir très nettement les franges, grossies. Les fils du réticule étaient orientés à 45° environ des bords du rectangle.

On peut remarquer que, dans la lumière homogène, la lamelle CE donnait elle-même des franges; mais l'emploi du microscope ne permettait pas de les distinguer en même temps que les autres.

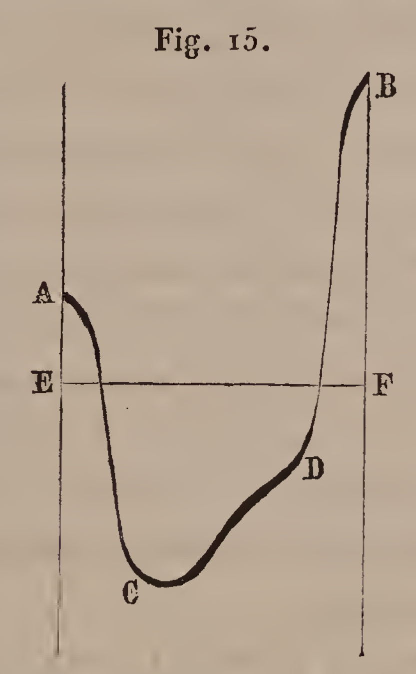
La source de lumière était un bec Bunsen à éventail, dans lequel on introduisait, à la base de la flamme, un tampon d'amiante plongé dans une dissolution concentrée

de sel marin. On aurait pu, au besoin, augmenter encore la lumière, en interposant entre la source et la lame réfléchissante une lentille convergente.

Avec cet appareil, si l'on éclairait le système avec de la lumière blanche, on n'observait des franges que dans la région centrale, ce qui indique que la lame trempée était plus épaisse au centre qu'au bord.

Dans la lumière homogène, l'aspect d'une lame trempée à l'huile fut le suivant. Près du premier bord A, l'une des franges noires quelconques était large et presque perpendiculaire au bord. Presque immédiatement, elle devenait très étroite et presque parallèle au bord sur une assez grande longueur. En C elle s'infléchissait, en redevenant plus large, en D redevenait étroite et parallèle à B, etc.

Fig. 15.



Entre A et C, et de même entre D et B, les franges étaient tellement serrées ($0^{mm},08$ d'un côté, $0^{mm},05$ de l'autre), qu'on ne pouvait les distinguer à l'œil nu. Quant à la dissymétrie de la courbe, elle doit être sans doute attribuée, non à une irrégularité de la surface étudiée, mais à ce que la lame carrée se trouvait inclinée d'avant en arrière et de gauche à droite sur le rectangle. En retournant d'ailleurs ce dernier bout par bout, la même apparence se reproduisait.

Le nombre des franges entre E et F se trouva être de quatre-vingt-quinze. On a étudié trente-sept d'entre elles. Quant aux résultats inscrits plus loin, ils ont été obtenus par interpolation. La courbe obtenue en prenant pour abscisses les distances au milieu et pour ordonnées des longueurs proportionnelles au nombre de franges se rapproche, ainsi qu'on devait s'y attendre, de la courbe directement observée (*fig.* 15). Les valeurs de y qui figurent dans le Tableau donné plus loin sont les ordonnées de cette courbe.

On n'obtient pas ainsi évidemment la véritable forme de la surface, rapportée à la tangente EF en son milieu et à la normale à la surface en ce point. Pour obtenir la véritable courbe, on a employé le procédé suivant.

Calculons, d'après les données de l'expérience, la direction de la tangente au point central. On pourra, pour faire ce calcul, prendre une unité d'ordonnée quelconque, par exemple l'épaisseur d'air correspondant à une frange. C'est l'unité employée. Si maintenant on remarque qu'en réalité, si l'on prenait pour unité le millimètre, l'angle de cette tangente avec l'axe des x serait extrêmement petit, on voit que, pour rapporter cette courbe à cette tangente et à la perpendiculaire à l'origine, il suffira, pour les mêmes valeurs de x, de retrancher algébriquement les ordonnées de la droite et de la courbe.

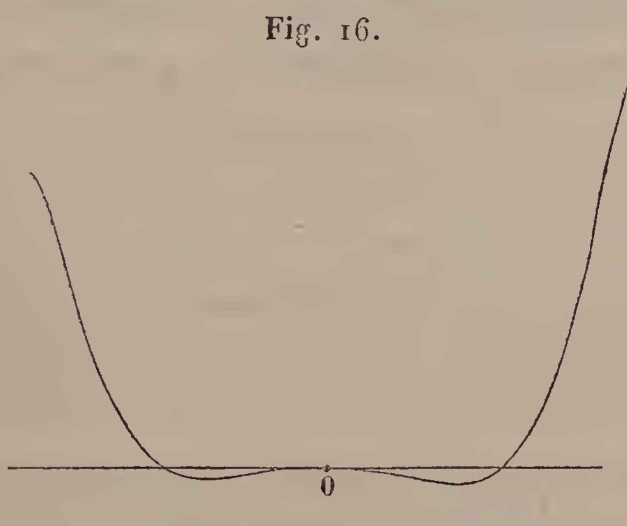
Ce calcul s'est trouvé en réalité assez simple, à cause des valeurs simples de x. Les ordonnées ainsi obtenues Y figurent dans le Tableau suivant :

x (en millimètres).	y (en quarts d'onde.)	Y (en quarts d'onde).
—6,95	+23,21	+34,01
—6,75	21,73	32,22
—6,50	19,05	29,15
—6,25	15,86	25,49
—6,00	12,21	21,53

x (en millimètres).	y (en quarts d'onde).	Y (en quarts d'onde).
—5,50	5,82	14,37
—5,00	+ 0,76	8,53
—4,50	— 2,73	4,26
—4,00	— 4,79	1,43
Minimum	— 5,79	»
—2,50	— 4,79	— 0,91
—2,00	— 3,83	— 0,72
—1,00	— 1,79	— 0,24
Centre	0,00	0,00
+1,00	+ 1,39	— 0,16
2,00	2,17	— 0,94
2,50	2,62	— 1,26
Minimum	5,79	»
4,00	5,96	— 0,36
4,50	9,94	+ 2,95
5,00	15,11	7,34
5,50	22,80	14,25
6,00	33,34	24,02
6,25	39,74	30,11
6,50	46,45	36,35
6,75	52,92	42,43
6,95	57,21	46,41

La *fig.* 16 représente la courbe y ainsi construite, en

Fig. 16.



prenant pour ordonnées $0^m,002$ pour $\frac{3\lambda}{4}$.

Pour déterminer la direction de la tangente à la courbe y à l'origine, point de départ du calcul de la courbe définitive, je considérai tout d'abord la corde passant par les deux points directement déterminés les plus voisins ; on trouva de la sorte, pour l'équation de la droite cherchée,

$$y = 1{,}59x.$$

Je crus préférable d'employer un procédé que je jugeai plus exact, parce que je me suis servi de trois points de la courbe pour le calcul. Faisons passer un cercle par les deux points précédents et par le centre : ce cercle se confondra sensiblement avec le cercle de courbure à l'origine et aura même tangente en ce point. L'équation trouvée pour le cercle fut

$$x^2 + y^2 - 27{,}73x + 17{,}84y = 0,$$

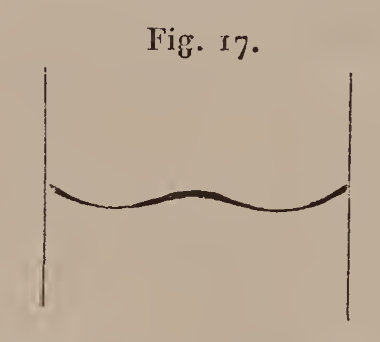
et pour la tangente

$$y = 1{,}554x.$$

La courbe présente une dissymétrie encore évidente. Les phénomènes que j'exposerai plus loin en donneront l'explication.

Je pensais qu'en opérant de même sur la seconde face de la plaque j'obtiendrais un résultat analogue. Il n'en fut rien : les courbes isochromatiques obtenues dans ce cas se trouvaient presque rectilignes et, pour une orientation

Fig. 17.



convenable de la plaque carrée, perpendiculaires au bord ; toutefois leur apparence rappelait celle de la courbe trouvée plus haut. La *fig.* 17 en donne une idée.

On peut donc considérer l'étude de l'une des faces comme donnant directement les variations d'épaisseur de la plaque.

Quant à l'origine de cette différence, elle s'explique simplement, car le rectangle avait été projeté dans l'huile bouillante par l'une de ses faces. Celle-ci, se solidifiant la première, ne subit pas de déformations; les modifications se portent toutes sur celle des faces qui se solidifie la dernière.

Un autre rectangle, trempé en prenant la même précaution, donna absolument les mêmes apparences. Un autre, au contraire, qui avait été projeté dans l'huile par l'un de ses bords, ne donna plus rien de symétrique. L'une des moitiés ne présentait que des franges espacées et presque perpendiculaires au bord. L'autre moitié présentait un grand nombre de franges étroites presque parallèles au bord. En retournant cette plaque, on put constater que la seconde face était modifiée de même pour les deux moitiés correspondantes. Il suffit donc, pour expliquer la dissymétrie de la courbe (*fig.* 16), de supposer que la première face, au moment où elle touchait l'huile, n'était pas parfaitement parallèle à la surface du bain, ce qu'il serait du reste impossible d'obtenir.

J'ajouterai quelques observations faites sur ces mêmes lames par le même procédé. Ainsi que je l'ai dit précédemment, une lame rectangulaire trempée à l'huile présente aux quatre coins des taches colorées, correspondant à un maximum de différence de marche. A cette propriété devait correspondre, vers les mêmes points, une déformation spéciale de la surface. Examinant, en effet, l'une ou l'autre des extrémités d'une lame rectangulaire sur la face déformée, on obtint deux taches colorées dans la lumière blanche, et, dans la lumière jaune, une série de courbes, les unes fermées autour de deux points, les autres en forme de 8, rappelant grossièrement la forme des courbes isochromatiques des cristaux biaxes.

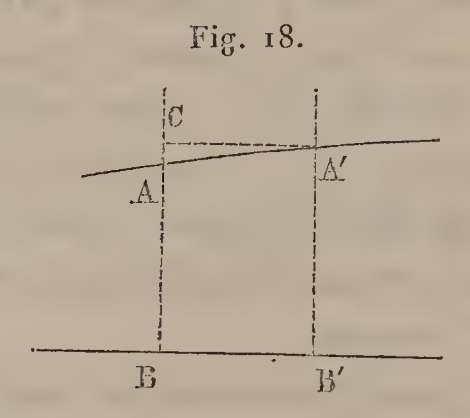
Je cherchai à étudier par les mêmes méthodes des lames trempées à l'air; elles ne présentèrent plus rien de régulier.

CHAPITRE II.

RECHERCHES SUR LA VARIATION DES INDICES DANS LES LAMES RECTANGULAIRES.

Si l'on veut déterminer comment varient les deux indices ordinaire et extraordinaire d'une lame trempée, la méthode interférentielle s'impose d'elle-même, à cause de la petitesse de ces variations; mais, par cette méthode, on obtiendra par des mesures directes un résultat évidemment complexe, à cause de la déformation même de la surface. Supposons, par exemple, que l'on cherche à déterminer la différence de marche des deux rayons ayant traversé une

Fig. 18.



pareille lame en AB et A′B′; la différence de marche proviendra non-seulement de la différence des indices moyens en AB et en A′B′, mais aussi de la substitution en AC d'une certaine épaisseur d'air à une épaisseur égale de verre. De là la méthode suivie.

L'appareil est une modification de celui que M. Neumann a employé dans ses recherches (voir l'Historique). La différence fondamentale consiste à employer comme appareil producteur des franges les bilentilles de M. Billet, qui produisent deux images réelles que l'on peut recevoir sur la première face de la lame à étudier. Un simple bec de gaz suffit alors pour produire des franges très brillantes,

tandis que les franges d'Young seraient dans ce cas presque invisibles. Entre la source lumineuse et la fente se trouvait un petit nicol, sur la monture duquel on avait tracé deux repères à angle droit indiquant le plan de la section principale et le plan perpendiculaire. Lorsque l'une ou l'autre de ces directions était amenée à être horizontale, les franges étaient encore visibles, malgré l'interposition de la lame (en supposant ses arêtes longitudinales parallèles à la fente). Les franges perdaient de leur netteté ou même disparaissaient lorsqu'on inclinait le plan de polarisation à 45°.

Pour donner à l'appareil le moins de longueur possible, la lentille était à une distance de la fente égale au double de la distance focale ($0^m,60$). Les franges étaient observées à $0^m,37$ environ du plan des deux images.

Examinons ce qui va se passer. Soient AB, A'B' (*fig.* 18) les deux régions de la lame traversées par les deux rayons lumineux qui interfèrent. Supposons que, comme cela a lieu dans le cas de la trempe à l'huile, la lame soit plus mince près du bord, $AB < A'B'$.

Supposons aussi l'indice moyen plus grand en A'B qu'en AB. Soient m l'indice moyen de AB, $m + \Delta m$ en A'B'; désignons en outre les deux épaisseurs par $e - \varepsilon = AB$, $e = A'B'$.

Le chemin équivalent à AB + BC sera alors

$$m(e - \varepsilon) + \varepsilon = me - (m - 1)\varepsilon;$$

le chemin équivalent à A'B' sera de même

$$(m + \Delta m)e$$

et, pour la différence de marche, on trouvera

$$\delta = (m + \Delta m)e - me + (m - 1)\varepsilon$$

ou

$$\delta = e\Delta m + (m - 1)\varepsilon,$$

en supposant que la vibration qui se propage en A′B′ soit en retard.

Cette première équation contient donc deux inconnues, et, si l'on y ajoute l'observation analogue faite en opérant de même après avoir fait tourner le polariseur de 90°,

$$\delta_1 = e\Delta_1 m + (m - 1)\varepsilon,$$

on aura deux équations à trois inconnues.

Il suffit, pour obtenir le nombre suffisant d'équations, de supposer que l'on répète les deux mêmes observations après avoir immergé la lame, laissée à la même place, dans de l'eau distillée, d'indice μ; on aura quatre équations :

$$\delta = e\Delta m + (m - 1)\varepsilon, \quad \delta' = e\Delta m + (m - \mu)\varepsilon,$$
$$\delta_1 = e\Delta_1 m + (m - 1)\varepsilon, \quad \delta'_1 = e\Delta_1 m + (m - \mu)\varepsilon.$$

Comme on n'a que trois inconnues, on aura une équation de condition. Celle-ci s'obtient en égalant les deux valeurs de ε :

$$\varepsilon(\mu - 1) = \delta - \delta' = \delta_1 - \delta'_1.$$

Si ces deux différences sont sensiblement égales, on en prendra la moyenne pour calculer ε. Introduisant ensuite cette valeur dans les quatre équations, on en tirera pour chaque inconnue deux valeurs voisines, dont on prendra encore la moyenne.

Cette équation de condition a été de la plus grande utilité, mais elle a fait rejeter le tiers environ des expériences. Les causes d'erreur étaient non-seulement, en effet, celles accidentelles de lecture, mais le moindre déplacement de la lame pendant les opérations successives, qui duraient une heure environ, suffisait pour faire rejeter ces expériences.

Il est à remarquer que, comme la déformation ainsi que la variation d'indice sont en réalité très petites par rapport à l'épaisseur et à l'indice, on peut, dans le calcul,

remplacer e et m par leurs valeurs mesurées sur une lame non trempée du même verre. C'est, du reste, ce que l'on a fait en posant les quatre équations, dans lesquelles on a supposé que m était le même en AB pour la vibration ordinaire et extraordinaire.

Pour remplir les conditions voulues, une cuve à faces bien parallèles (la cuve vide ou pleine d'eau donnait naissance à des franges occupant sensiblement la même place) fut disposée de telle sorte que les deux images de la fente vinssent se faire au voisinage de la face tournée vers la source et à une petite distance à l'intérieur. Le pied qui la portait pouvait se déplacer au moyen d'une vis micrométrique placée à la partie inférieure (grand appareil de diffraction construit par M. Dubosq). La plaque à étudier était mastiquée à sa partie supérieure à une autre plaque horizontale qui, placée transversalement, reposait par ses extrémités sur deux plaques de verre horizontales, mastiquées elles-mêmes sur les bords de la cuve.

Après avoir amené la plaque à la position voulue, ou à peu près, la cuve étant vide d'eau et les deux images venant se faire au niveau du milieu de la lame, on enlevait celle-ci et on notait les positions des deux franges noires comprenant la frange blanche centrale. On replaçait alors la lame dans la même position, que l'on déterminait par le procédé indiqué plus loin; on polarisait d'abord la lumière incidente dans le plan horizontal, par exemple (grande diagonale horizontale GDH), puis dans le plan vertical (PDH), et chaque fois on déterminait les positions nouvelles des deux franges noires.

Pour les observations dans l'eau, sans changer la position de la lame, on introduisait lentement de l'eau distillée et l'on répétait ces deux mêmes observations. Enfin on terminait en enlevant doucement la lame trempée et observant les franges données directement par l'auge pleine d'eau.

Une précaution importante était d'amener constamment la lame en contact avec la face de la cuve par laquelle pénétrait la lumière. Tout d'abord, en remplissant cette condition, la lame se trouvait, dans tous les cas, orientée de même par rapport à la direction de propagation des rayons lumineux. En outre, si nous supposons que la plaque fût un peu inclinée par rapport à cette face de la cuve, elle n'eût pas été traversée suivant la même direction lorsqu'elle se trouvait successivement dans l'air et dans l'eau. Dans ce cas évidemment, l'équation de condition ne pouvait être satisfaite.

Une dernière remarque a une grande importance, car elle s'applique, comme on le sait, au plus grand nombre des expériences dans lesquelles on mesure de petites longueurs au moyen de vis micrométriques. Dans mes premiers essais, j'avais trouvé constamment, en répétant plusieurs fois de suite la même mesure, deux séries de nombres très voisins pour chaque groupe, mais différents d'une dizaine de divisions environ du tambour, soit $0^{mm},05$. Une pareille incertitude aurait empêché toute précision, si nécessaire dans le cas actuel. En cherchant d'où provenait une pareille incertitude, je pus constater que, suivant que je déplaçais la vis micrométrique de droite à gauche ou de gauche à droite, je tombais sur deux séries de nombres différant l'un de l'autre de dix divisions environ ; mais, dans chaque série obtenue, par exemple, en déplaçant la loupe de droite à gauche, les lectures ne différaient plus que de deux ou trois divisions au plus.

En prenant la moyenne de cinq mesures, on pouvait répondre, je pense, de la position d'une frange à une division près, ou $0^{mm},005$. C'est ce que prouvent les nombres suivants, obtenus en répétant deux fois de suite les mêmes mesures.

La première m'avait donné pour les deux franges noires

$$18^{dm},578 \quad \text{et} \quad 19^{dm},276.$$

En recommençant, on trouva

$$18^{dm},568 \quad \text{et} \quad 19^{dm},272.$$

On en déduit pour le milieu de la frange blanche centrale

$$18^{dm},927 \quad \text{et} \quad 18^{dm},920.$$

Or, comme une division de la graduation de la loupe correspond à $0^{mm},5$, la différence entre ces deux nombres n'atteint pas $0^{mm},005$.

Aux mesures ainsi effectuées, et qui ne nécessitaient pas moins de soixante lectures, je devais ajouter la détermination de la distance au bord de la plaque de l'une des deux images de la fente. A cet effet, supposons que l'on déplace le pied portant l'auge de manière à rapprocher peu à peu les images du bord; il arrivera un moment où, l'une de ces dernières disparaissant derrière le biseau qui se trouve taillé sur chaque arête de la plaque, les franges disparaissent subitement et la moitié du champ devient obscure. Tel est le phénomène qui me servit constamment de repère : je notais chaque fois, au moyen d'une règle divisée placée à la partie inférieure, le déplacement donné à l'auge, depuis la position pour laquelle ce phénomène se produisait jusqu'à celle qu'elle occupait au moment de l'observation. On verra plus loin comment on effectuait la correction nécessaire.

Je dois indiquer un phénomène que j'ai vu se produire presque dans tous les cas, et qui est spécialement net lorsque la région de la plaque étudiée est voisine du bord. Dans ce cas, quoique l'on ait soin de faire coïncider autant que possible le plan des deux images avec le milieu de l'épaisseur de la plaque, comme chacun des deux faisceaux lumineux est divergent en arrière de l'image, convergent avant, chacun d'eux doit être considéré comme constitué par la réunion de rayons lumineux qui ne traversent pas la lame absolument suivant la même direction et ne subis-

sent pas, par suite, le même retard. Il en résulte : 1° que, quand la différence de marche introduite est considérable, comme elle varie en même temps très vite d'une région à la région voisine, les franges perdront de leur netteté; 2° que la distance des deux franges noires, seules visibles quelquefois, n'est plus la même que quand la lame est supprimée. Dans tous les cas, j'ai pris, comme correspondant à la frange blanche centrale, la moyenne des mesures relatives aux deux franges noires.

Je donne ici le Tableau complet de l'une des expériences, relative à une lame trempée à l'huile.

Bord à gauche.

Image près du bord............ 9,45 } Diff. = $2^{mm},00$.
» dans la position observée.. 11,45 }

Première expérience dans l'air.

	Vision directe (V. D.).		PH.		GH.	
	19, 60	20, 34	21, 29	21, 86	21, 50	22, 06
	1	2	8	6	−1	6
	0	4	9	4	+2	8
	1	4	7	6	1	8
	1	2	10	5	0	6
Moyenne....	19,606	20,332	21,286	21,854	21,504	22,068

On déduit de là :

Largeur d'une frange = $0^{dm},726$.

Pour les positions de la frange centrale (en quarts de millimètre),

29,938, 43,140, 43,572,

et pour les déplacements

$$p = 3,202, \quad p_1 = 3,634.$$

Deuxième expérience dans l'eau.

	V. D.		PH.		GH.	
	20, 03	20, 74	20, 91	21, 62	21, 30	22, 02
	2	4	—2	0	—2	—2
	3	3	0	3	—2	0
	2	4	0	0	—3	1
	2	3	0	0	—3	0
Moyenne. . .	20,024	20,736	20,898	21,610	21,280	22,002

Largeur d'une frange = 0,724.

Positions des franges centrales :

40,760, 42,508, 43,282.

Déplacements :

$$q = 1,748, \quad q_1 = 2,522.$$

La vérification se fait assez exactement. Les différences de marche étant proportionnelles aux déplacements, on doit trouver

$$p - q = p_1 - q_1.$$

Les nombres trouvés sont, en effet, 2,154 et 2,144.

Calcul d'une expérience. — Désignons par e l'épaisseur de la lame, λ la longueur d'onde du jaune moyen, d la distance des deux franges noires, m l'indice normal, μ celui de l'eau ; on a

$$\frac{\delta}{\lambda} = \frac{p}{d}, \quad \delta = \frac{p\lambda}{d},$$

ou, en remplaçant,

$$\frac{p\lambda}{d} = e\Delta m + (m - 1)\varepsilon,$$

ou

$$\frac{p\lambda}{de} = \Delta m + (m - 1)\varepsilon_1,$$

en posant $\varepsilon_1 = \frac{\varepsilon}{e}\cdot$ Posons de même $\frac{\lambda}{de} = a$; les quatre équations prennent la forme

$$ap = \Delta m + (m - 1)\varepsilon, \quad \dots$$

La quantité a restant constante dans le cours d'une même série d'expériences, les nombres qui figureront dans la suite ont été simplement obtenus en posant

$$p = \Delta m + (m - 1)\varepsilon, \quad \dots$$

Pour passer des valeurs de Δm et $\Delta' m$ ainsi obtenues à leurs valeurs vraies, il suffira de multiplier les premières par a et, pour ε, par $\frac{a}{e}\cdot$

La valeur de m a été directement mesurée, pour le jaune moyen, en faisant tailler une facette sur une lame tirée du même verre :

$$m = 1,530.$$

On peut remarquer que cette valeur est sensiblement identique à celle que Neumann avait obtenue pour le verre soumis à ses expériences $\left(\frac{1}{m} = 0,6536 \text{ au lieu de } 0,654\right)\cdot$

On a adopté pour μ l'indice de l'eau pour le jaune moyen à 15°, la température de la salle en étant toujours restée très voisine ($\mu = 1,333$).

C'est ainsi, pour l'exemple actuel, que l'on trouve

$$\varepsilon(\mu - 1) = \frac{1}{2}(2,154 + 2,144) = 2,149,$$

$$\varepsilon = 6,453.$$

	Δm.	$\Delta_1 m$.
Première valeur........	− 0,218	+ 0,214
Deuxième valeur.......	− 0,223	+ 0,219
Moyenne.....	− 0,220	+ 0,217

Le Tableau suivant donne le résumé complet des expériences relatives à cette lame. On a cherché autant que possible à grouper les expériences, de manière à pouvoir construire point par point avec une exactitude suffisante les deux courbes représentant Δm et $\Delta_1 m$, en prenant pour abscisse la distance au bord de l'image la plus rapprochée. J'aurais désiré faire au moins une expérience entre la deuxième et la troisième ; mais, par suite d'un défaut de netteté provenant de la plaque, toutes les mesures effectuées ont dû être rejetées.

Lame trempée à l'huile.

	$\varepsilon(\mu - 1)$.				
x.	1re valeur.	2e valeur.	ε.	Δm.	$\Delta_1 m$.
mm 0,85...	+4,048	4,014	+12,10	−1,180	+0,168
0,95. .	+3,842	3,812	+11,49	−0,717	+0,161
2,00...	+2,154	2,144	+ 6,453	−0,220	+0,217
2,35...	+1,388	1,394	+ 4,177	−0,047	+0,329
3,00...	+0,432	+0,432	+ 1,297	−0,171	+0,407
4,00...	+0,004	−0,008	+ 0,000	+0,350	+0,446
4,90...	−0,836	−0,832	− 2,504	+0,482	+0,488
6,20...	+0,056	+0,040	+ 0,144	+0,336	+0,336
6,75...	+0,231	+0,236	+ 0,700	+0,160	+0,160

Largeur moyenne d'une frange	mm 0,355
Distance des deux images............	0,576

Première remarque. — Les valeurs de ε suivent la marche générale que l'on devait prévoir, d'après l'étude de la déformation de la surface.

Deuxième remarque. — Pour calculer les deux dernières valeurs inscrites de Δm et $\Delta_1 m$, on a pris la moyenne des nombres voisins, mais différents, donnés directement par l'expérience pour ces deux quantités. L'observation directe ne montre, en effet, aucun déplacement appréciable des franges lorsqu'on faisait tourner le polariseur de 90°. Les

petites différences obtenues doivent être mises sur le compte des erreurs d'observation.

Si nous supposons, en effet, $p = p_1$, les équations deviennent

$$p = \Delta m + (m - 1)\varepsilon = \Delta_1 m + (m - 1)\varepsilon,$$

d'où

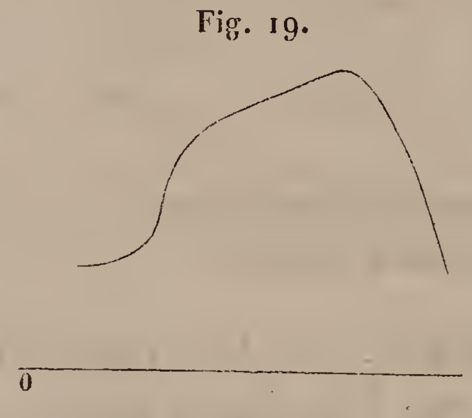
$$\Delta m = \Delta_1 m.$$

J'avais besoin, pour les calculs, de connaître la distance des deux images. Je n'ai pu faire cette mesure directement, les bilentilles n'étant pas achromatiques. Je l'ai déduite de la largeur moyenne d'une frange et du déplacement de $0^m,371$ qu'il fallait donner à la loupe pour amener le micromètre dans le plan des images. On a pris pour λ la longueur d'onde du jaune moyen ($\lambda = 0^{mm},000551$).

Courbe des indices. — Il fallait déduire de ces résultats la construction des courbes représentatives des indices aux différents points de la plaque, ou plutôt les variations de ces indices. Ce problème a été résolu de la manière suivante.

Construisons point par point deux courbes dont les abscisses soient les distances au bord de l'image la plus rapprochée et les ordonnées les valeurs de $\Delta_1 m = z_1$ (*fig.* 19) pour l'une, les valeurs de $\Delta m = z$ (*fig.* 20) pour l'autre. On voit qu'elles sont déterminées avec une exactitude suffisante pour que l'on puisse mesurer une ordonnée quelconque, soit par construction graphique à grande échelle,

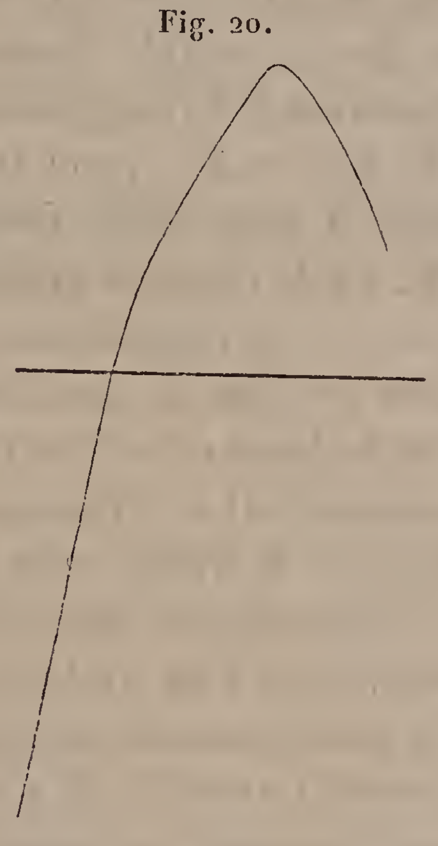
Fig. 19.



Première courbe : $z_1 = \Delta_1 m$.

soit en remplaçant certaines portions de la courbe par des arcs de courbe du second degré. C'est ainsi que, pour la

Fig. 20.

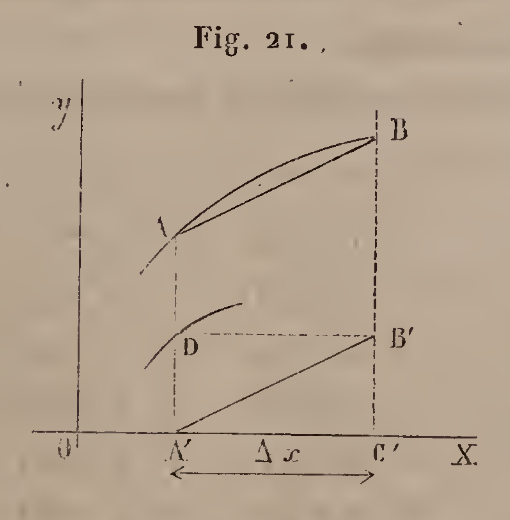


Deuxième courbe : $z = \Delta m$.

Échelle commune :
Abscisses : 1cm pour 2mm.
Ordonnées : 1cm pour 0,2.

partie commune aux deux courbes, on a employé une parabole à axe vertical, passant par les deux points com-

Fig. 21.



muns et à égale distance des deux points voisins des deux courbes, dont les ordonnées voisines sont 0,482 et 0,488

L'une de ces courbes étant construite, on pourra s'en servir pour la détermination de la courbe des indices correspondante. Soient, en effet, $y = AA'$ l'une des ordonnées de cette dernière, $\Delta y = z = DA'$ l'ordonnée correspondante de la courbe trouvée par l'expérience, Δx la distance des deux images. Si $A'C' = \Delta x$, pour avoir le point B de la courbe de l'indice, il nous suffira de mener par A une parallèle AB à $A'B'$, ou de calculer l'ordonnée correspondante, qui sera $y' = y + \Delta y$. Après avoir effectué ces calculs, on a transporté les axes de manière à rapporter les courbes au bord de la lame et à leur faire couper l'axe des x au point correspondant à la frange noire.

La distance au bord de la frange noire a été mesurée directement ($2^{mm},05$). On doit, en outre, effectuer une correction, le phénomène que l'on avait pris comme repère ne se produisant pas rigoureusement au moment où l'image voisine du bord coïncidait avec lui. Il a suffi, pour déterminer l'erreur ainsi commise, de mesurer la largeur apparente de la lame, que l'on obtient en reproduisant le même phénomène successivement près des deux bords :

$$\varepsilon = \frac{l - d - a}{2} = 0^{mm},11,$$

en appelant l la largeur vraie, d la largeur apparente, a la distance des deux images.

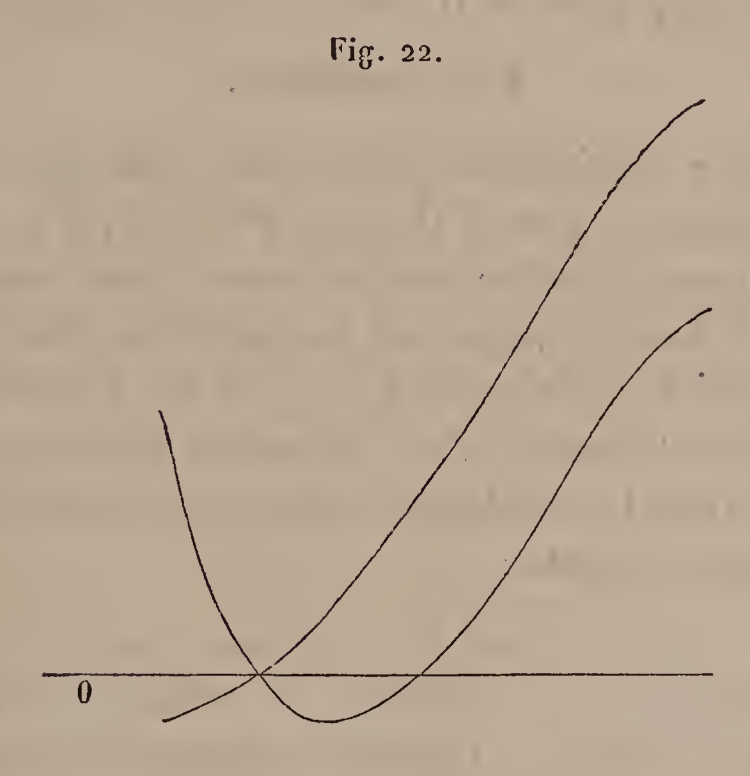
Le Tableau suivant contient les résultats ainsi calculés :

x.	$y = M - m$.	$y_1 = M_1 - m$.	$y - y_1$.
mm 0,960.......	+ 1,593	− 0,314	+ 1,907
1,536.......	+ 0,413	− 0,149	+ 0,562
2,112.......	− 0,050	+ 0,018	− 0,068
2,688.......	− 0,270	+ 0,235	− 0,505
3,264.......	− 0,241	+ 0,619	− 0,860
3,840.......	− 0,042	+ 1,032	− 1,074
4,416.......	+ 0,260	+ 1,467	− 1,207
4,992.......	+ 0,655	+ 1,927	− 1,272

x.	$y = M - m$.	$y_1 = M_1 - m$.	$y - y_1$.
mm 5,568.......	+ 1,134	+ 2,414	— 1,280
6,144.......	+ 1,595	+ 2,875	— 1,280
6,720.......	+ 1,945	+ 3,225	— 1,280
7,296.......	+ 2,115	+ 3,395	— 1,280

On voit, d'après ce Tableau et d'après les courbes construites (*fig.* 22), que les variations des indices présentent

Fig. 22.



des singularités tout à fait inattendues. L'indice ordinaire diminue brusquement près du bord, tout en restant d'abord plus grand que l'indice normal, devient un instant négatif pour croître régulièrement jusque vers le centre de la lame. L'indice extraordinaire varie plus régulièrement; d'abord négatif, il croît d'une manière continue jusqu'au centre.

Une autre lame toutefois, dont l'étude a été interrompue par un accident survenu à l'appareil, m'avait donné pour l'indice ordinaire un résultat tout à fait analogue, tandis que l'autre courbe se relevait, mais très peu, au voisinage du bord. Malgré ces singularités, la courbe $y - y_1$ reste très régulière et a la forme générale précédemment étudiée.

Le coefficient constant par lequel il faudrait multiplier les ordonnées de l'une ou l'autre de ces deux courbes pour obtenir la variation absolue d'indice serait

$$a = \frac{\lambda}{de} = 0,00021.$$

Mais comme en réalité, d'après la manière dont on a conduit les calculs numériques, les nombres inscrits sont quatre fois trop grands, il faudra multiplier par

$$b = 0,0000502.$$

On trouve ainsi par exemple, pour l'abscisse $0^{mm},960$, $Y = 0,000092$, et pour l'abscisse $7^{mm},296$, $Y = 0,00011$. Les variations d'indice moyen sont donc extrêmement faibles et influent à peine sur la quatrième décimale.

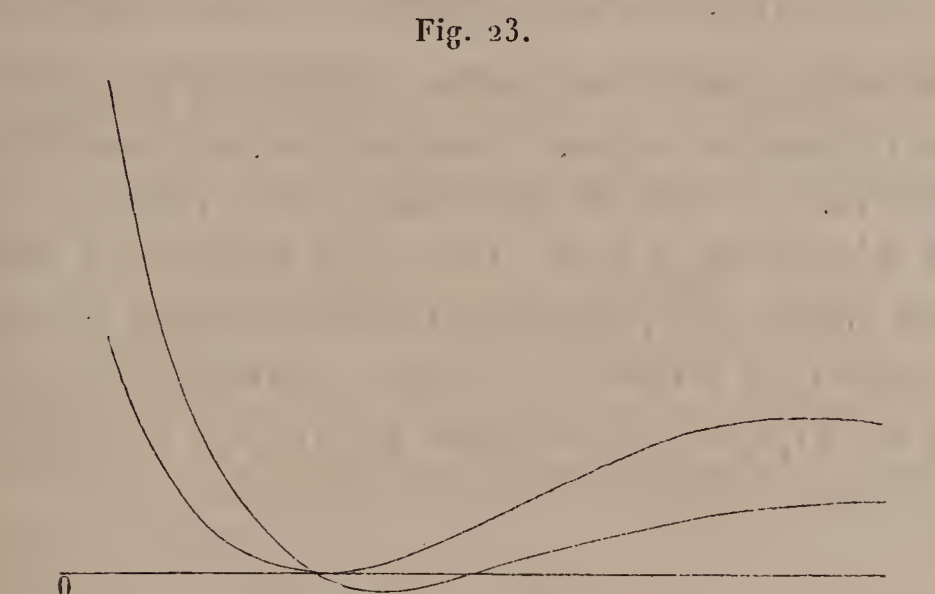
Une série d'expériences faites par les mêmes procédés sur une lame trempée à l'air, de même verre et de mêmes dimensions que la précédente, donna, tous calculs effectués, les résultats suivants :

x.	$y = M - m$.	$y_1 = M_1 - m$.	$y - y_1$.
0,450.......	+ 2,836	+ 1,344	+ 1,492
1,048.......	+ 1,478	+ 0,618	+ 0,860
1,646.......	+ 0,641	+ 0,216	+ 0,425
2,244.......	+ 0,231	+ 0,063	+ 0,168
2,842.......	− 0,013	+ 0,002	− 0,015
3,440.......	− 0,100	+ 0,028	− 0,128
4,038.......	− 0,078	+ 0,128	− 0,206
4,636.......	− 0,012	+ 0,258	− 0,270
5,234.......	+ 0,068	+ 0,399	− 0,331
5,832.......	+ 0,145	+ 0,538	− 0,393
6,430.......	+ 0,211	+ 0,671	− 0,460
7,028.......	+ 0,269	+ 0,782	− 0,513
7,626.......	+ 0,320	+ 0,854	− 0,534
8,224.......	+ 0,365	+ 0,890	− 0,525
8,822.......	+ 0,398	+ 0,891	− 0,493
9,420.......	+ 0,410	+ 0,861	− 0,451

Ici encore la quantité $y - y_1$ varie régulièrement du bord au centre, dont la position déterminée directement est $7^{mm},580$. On voit que le minimum de $y - y_1$ correspond sensiblement à ce point. Mais les deux courbes des indices ont leurs ordonnées maxima un peu excentriques.

L'étude directe de la déformation de la surface ne nous

Fig. 23.



Échelle commune aux *fig.* 22 et 23.

Abscisses : 2^{cm} pour 3^{mm}.

Ordonnées : 2^{cm} pour 3,0.

avait conduit à rien de régulier. Les valeurs obtenues pour $\Delta\varepsilon$ vérifient complètement ce résultat :

x.	$\Delta\varepsilon$.
0,45.........	— 1,354
0,75.........	— 0,600
1,65.........	— 0,318
2,55.........	— 1,300
3,65.........	— 1,069
3,95.........	— 0,940
5,45.........	— 0,892
6,85.........	— 1,231
7,95.........	— 1,255
8,85.........	— 1,060

Dans tous les cas, la valeur de $\Delta\varepsilon$ reste très petite.

Le coefficient a par lequel il faudrait multiplier toutes

les ordonnées des courbes des indices a pour valeur, dans ce cas,

$$a = 0,000055.$$

On trouve, par exemple,

$$x = 0,450, \quad y = 0,000156, \quad y_1 = 0,000077,$$
$$x = 8,224, \quad y = 0,000040, \quad y_1 = 0,000041.$$

On arrive donc à ce résultat curieux : c'est qu'en certaines régions les valeurs absolues des variations d'indice sont de même ordre de grandeur, que la lame soit trempée à l'huile ou à l'air. On serait loin de s'y attendre d'après l'aspect des plaques dans le microscope polarisant. Par contre, les formes des courbes représentatives des indices, ainsi qu'on peut en juger par les *fig.* 22 et 23, sont notablement différentes dans les deux cas.

CONCLUSION.

En résumé, si les recherches que j'ai entreprises ne viennent ni appuyer ni détruire les idées théoriques au moyen desquelles M. Neumann a cru pouvoir expliquer la double réfraction accidentelle, elles ont permis de mettre en évidence plusieurs faits nouveaux :

1° Dans une lame rectangulaire, et pour les franges parallèles aux plus grandes dimensions, on peut représenter la distribution des différences de marche par une expression de la forme

$$y = A(K^x + K^{-x}),$$

cette formule s'appliquant également tout aussi bien aux lames trempées à l'air qu'à celles trempées par la méthode de M. de la Bastie.

Lorsqu'une même lame est trempée successivement à l'air, puis par immersion dans l'huile à 275° environ, le coefficient A diminue beaucoup dans ce second cas, K aug-

mente. En même temps la frange noire se rapproche du bord.

Lorsqu'on trempe de la même manière des lames de plus en plus courtes, les deux constantes varient de même, mais la frange noire se rapproche du centre.

2° Les lames trempées à l'huile présentent, lorsqu'on les examine dans le microscope polarisant, des franges très brillantes et nombreuses. Les lames carrées en particulier acquièrent des propriétés spéciales, absolument différentes de celles qu'elles prennent par refroidissement rapide dans l'air.

3° L'étude préalable du compensateur de M. Jamin m'a conduit à étudier un phénomène nouveau produit par cet instrument lorsque, employant une lumière intense, on l'analyse au moyen du spectroscope. Cette étude m'a conduit à indiquer un procédé nouveau et extrêmement sensible de réglage ou de vérification de cet appareil.

4° L'emploi du compensateur m'a permis de vérifier, à 1 pour 100 près environ, que, d'après la loi énoncée par Wertheim, les différences de marche absolues sont indépendantes de la longueur d'onde pour le verre ordinaire trempé ou régulièrement comprimé. Pour le flint extra-dense et pour le verre ordinaire irrégulièrement comprimé, la loi cesse d'être exacte.

5° J'ai étudié, en produisant les anneaux colorés de Newton dans la lumière homogène, les déformations que subit une lame rectangulaire trempée à l'huile. Cette déformation, relativement considérable, ne se produit sensiblement que sur la face qui atteint la dernière le bain d'huile.

6° En étudiant les déplacements des franges d'interférence obtenus par l'interposition d'une lame rectangulaire trempée, je me suis trouvé, en réalité, démontrer directement les propriétés biréfringentes de ces plaques. Cherchant, par cette même méthode, comment variaient d'un point à un autre les indices ordinaire et extraordinaire, j'ai pu montrer que les variations de ces indices n'étaient

nullement comparables à celles des différences de marche. Les courbes représentatives de ces indices sont en outre notablement différentes selon la méthode de trempe.

MÉMOIRE SUR LA POLARISATION ATMOSPHÉRIQUE ET L'INFLUENCE DU MAGNÉTISME TERRESTRE SUR L'ATMOSPHÈRE ;

PAR M. HENRI BECQUEREL,
Ingénieur des Ponts et Chaussées.

AVANT-PROPOS.

La polarisation de l'atmosphère a été observée pour la première fois par Arago en 1809 ([1]).

Lorsque le Soleil est peu élevé sur l'horizon et que l'on analyse l'état de la lumière émise par l'atmosphère dans le plan vertical du Soleil, on trouve que cette lumière, d'abord faiblement polarisée dans le voisinage du Soleil, l'est davantage à mesure que l'on s'élève vers le zénith. Le maximum se trouve environ à 90° du Soleil; si l'on continue à s'éloigner du Soleil, la polarisation diminue et devient nulle pour un point qui porte le nom de *point neutre d'Arago*. Jusqu'à ce moment, le plan de polarisation est sensiblement vertical; au-dessous du point neutre, il devient horizontal. Au lever et au coucher du Soleil, le point neutre est élevé de 20° à 30° sur l'horizon.

Il existe dans le plan vertical du Soleil d'autres points, pour lesquels la polarisation est nulle. Babinet ([2]) en a

([1]) ARAGO, *Mémoires de la classe des Sciences mathématiques et physiques de l'Institut impérial de France*; 1811.

([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XI, p. 618, et t. XX, p. 801.

trouvé un second au-dessus du Soleil, et Brewster ([1]), qui a rassemblé de nombreuses observations sur la position des points neutres, de 1841 à 1845, en a découvert un troisième au-dessous du Soleil, à peu près à la même distance de cet astre que le point situé au-dessus. Ce dernier a observé en outre un point neutre secondaire, qui accompagne le point neutre d'Arago dans des états particuliers de l'atmosphère, et il admet même qu'il doit y avoir un point neutre secondaire, lié à chacun des autres points; mais la proximité du Soleil empêche les observations.

L'étude des déplacements des points neutres a conduit Brewster à des résultats très intéressants, qui ne rentrent pas dans le cadre du présent Mémoire.

Parmi les divers travaux relatifs à la polarisation de l'atmosphère, nous citerons ceux de MM. F. Bernard ([2]), Liais ([3]), Rubenson ([4]), dont les observations ont porté principalement sur les phénomènes étudiés par Arago, Babinet et Brewster.

L'explication du phénomène a préoccupé un grand nombre de physiciens, et l'on attribue généralement la polarisation verticale à une réflexion des rayons solaires et la polarisation horizontale, tantôt à un phénomène de réfraction, tantôt à des réflexions secondaires produites par l'atmosphère elle-même. Dans cet ordre d'idées, les points neutres seraient des régions où la polarisation verticale et la polarisation horizontale auraient la même intensité.

([1]) BREWSTER, *Brit. Associat. Rep.*, Part II, p. 13; 1842. — *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XX, p. 803; 1845. — *Phil. Magaz.*, t. XXXI, p. 444-454; 1847. — *Brit. Associat.*, Part II, p. 6; 1850. — *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXX, p. 532-536; 1850. — *Edinburgh Roy. Soc. Trans.*, t. XXIII, p. 211-240; 1864. *Edinburgh Roy. Soc. Trans.*, t. XXV, p. 247-286; 1867. — *Phil. Magaz.*, t. XXXIII; 1867.

([2]) *Comptes rendus*, t. XXXIX, p. 775; 1854.

([3]) *Ibid.*, t. XLVIII, p. 109.

([4]) *Société royale d'Upsal*, 3e série, t. V; 1864.

On a émis sur la manière dont s'opère la réflexion des rayons solaires les hypothèses d'une réflexion sur l'air lui-même, sur des particules solides en suspension dans l'air, et enfin sur des petites vésicules d'eau; cette dernière manière de voir est l'extension d'une théorie de M. Clausius. M. Hagenbach (¹) a été conduit à penser que la réflexion de la lumière avait lieu à la séparation des couches d'air d'inégale densité. D'après M. Tyndall (²), la polarisation atmosphérique ne serait pas due à une simple réflexion, mais à un phénomène particulier qui accompagne l'illumination de certains gaz. Quelle que soit, du reste, l'hypothèse adoptée, les faits déduits des expériences en restent indépendants.

On avait observé que, dans le plan vertical du Soleil, le plan de polarisation était, soit vertical, soit horizontal. Par extension, la plupart des physiciens qui ont traité de la polarisation atmosphérique ont admis que le plan de polarisation passait toujours par le Soleil, quel que soit le point d'où vienne la lumière. M. Wheatstone (³), au moyen d'un appareil qu'il a appelé *horloge polaire*, a montré que, en visant au pôle, la position du plan de polarisation pouvait approximativement donner l'heure. On verra dans le présent travail qu'au pôle il existe, entre la position du plan de polarisation et la position du Soleil, des écarts assez petits pour avoir pu passer inaperçus.

La direction du plan de polarisation en un point quelconque de l'atmosphère, en dehors du plan vertical du Soleil, n'a pas été, à notre connaissance, l'objet d'une étude suivie, et comme nous étions conduit, par nos recherches, à penser que le plan de polarisation ne passe pas généralement par le Soleil, nous nous sommes proposé de déter-

---

(¹) *Pogg. Annalen*, t. CXLVIII, p. 77; 1873.

(²) *Proceedings of the Roy. Society*; décembre 1868. *Annales de Chimie et de Physique*, t. XVI, p. 491; 1869.

(³) *Brit. Associat. Rep.*, Part II, p. 10-12; 1848.

miner avec précision les positions relatives du Soleil et du plan de polarisation de la lumière envoyée par l'atmosphère dans une direction quelconque.

Ce travail, comme on va le voir, a donné lieu à des observations intéressantes.

CHAPITRE PREMIER.

MÉTHODE D'OBSERVATION.

La direction du plan de polarisation de la lumière envoyée par un point déterminé du ciel varie avec la position du Soleil aux diverses heures de la journée. Imaginons, à chaque instant, un plan passant par le point visé, l'œil de l'observateur et le centre du Soleil. Si la lumière nous arrive de cet astre après une seule réflexion ou une seule réfraction, le plan que nous venons de définir est un plan de symétrie, et le plan de polarisation observé doit coïncider avec celui-ci ou lui être perpendiculaire.

Nous appellerons ce plan *plan du Soleil;* nous l'avons pris comme plan de comparaison, et nous avons déterminé à un même instant, sur un même cercle divisé, sa trace et celle du plan de polarisation de la lumière envoyée dans une direction perpendiculaire au plan du cercle. L'angle des deux traces mesure l'angle des deux plans; nous nous sommes proposé de vérifier si cet angle est constamment nul, ou s'il est variable.

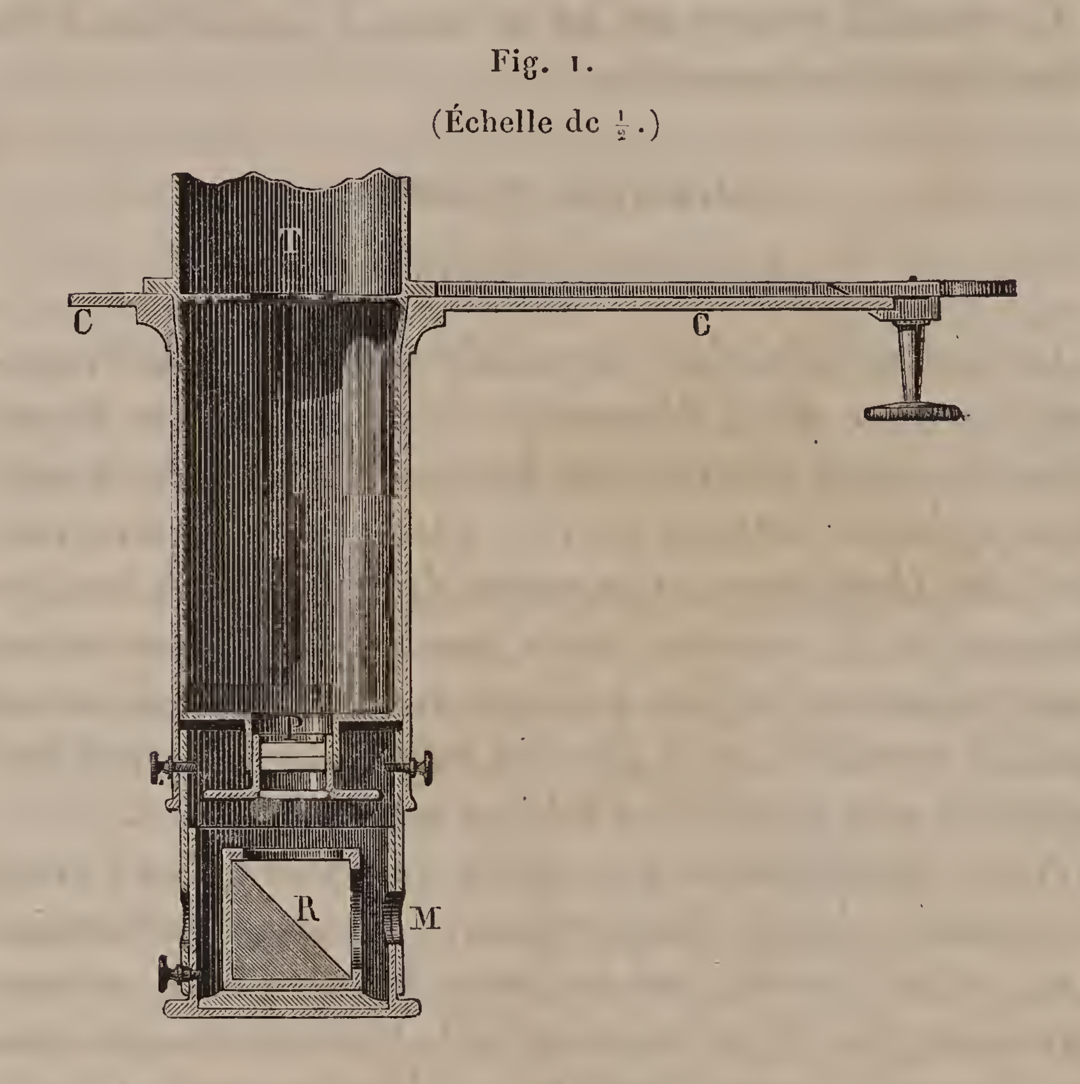
On pourrait faire usage d'un appareil analogue à l'horloge polaire de Wheatstone et, en notant l'heure de l'observation, déduire la position du plan du Soleil par un calcul trigonométrique; mais, outre la longueur des calculs, les erreurs de mesure, en s'accumulant, pourraient conduire à une approximation moins grande que l'observation directe sur un même cercle divisé.

L'appareil que nous avons combiné pour ces déterminations est le suivant (*fig.* 1).

Un polariscope de Savart P (*fig.* 1) est monté sur un cercle divisé C par l'intermédiaire d'un tube en cuivre T, mobile autour de son axe. Un autre tube concentrique et

Fig. 1.

(Échelle de $\frac{1}{2}$.)



extérieur au premier, fixé au cercle C, supporte un prisme à réflexion totale R. L'œil se place en M.

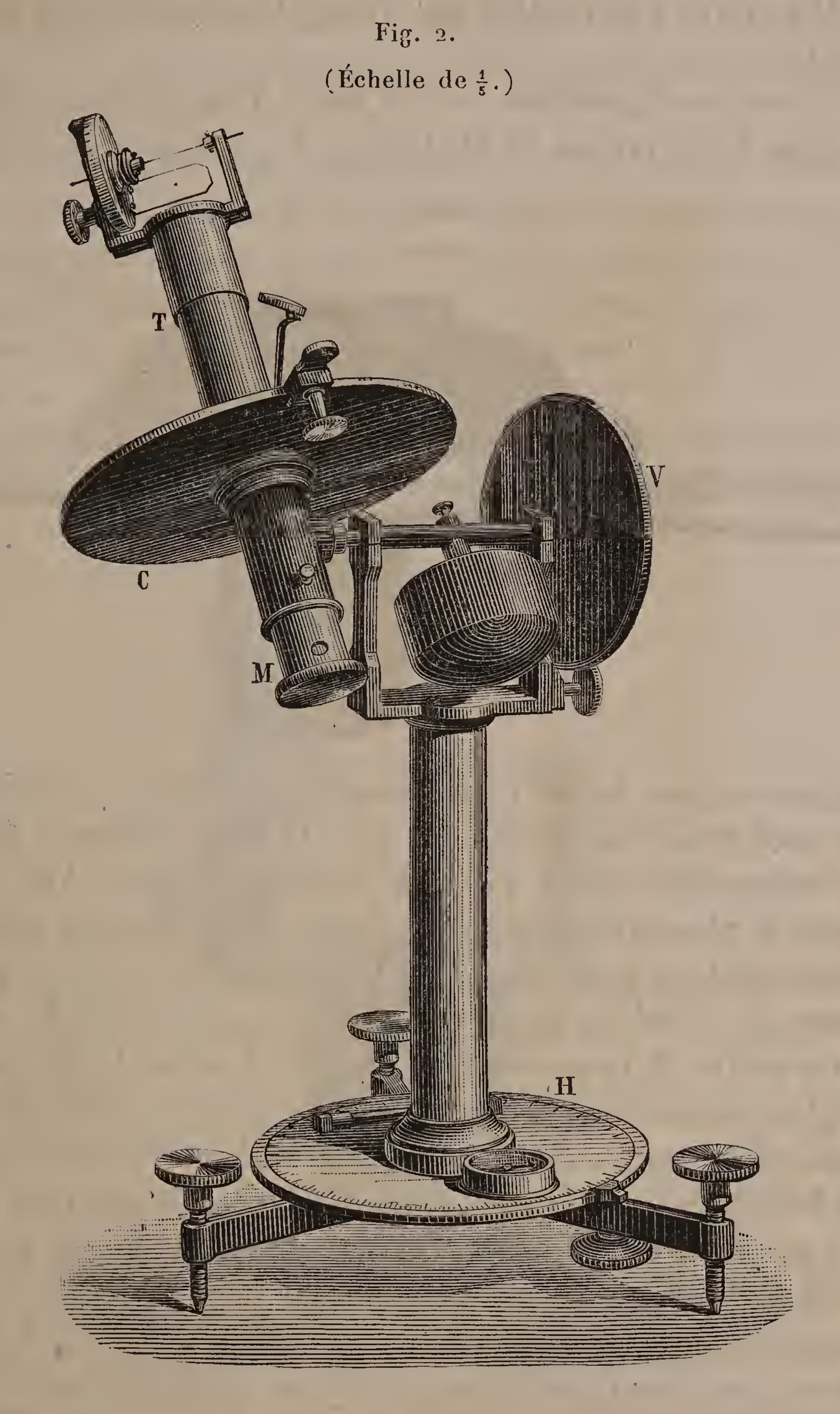
La *fig.* 2 représente l'ensemble de l'appareil; le cercle divisé C est supporté par un axe horizontal, mobile lui-même autour d'un axe vertical, de façon à pouvoir orienter le polariscope dans une direction quelconque.

Un cercle azimutal H et un cercle vertical V permettent de déterminer les coordonnées du point visé, lorsque l'appareil a été préalablement réglé avec un niveau fixé au cercle azimutal H. Une boussole également fixée au cercle H sert à orienter l'appareil. En prenant des précautions convenables, l'orientation pouvait être faite avec une exactitude très suffisante. On a vérifié, du reste, par les moyens

ordinaires, l'orientation de l'appareil par comparaison avec des repères fixes.

Fig. 2.

(Échelle de $\frac{1}{5}$.)



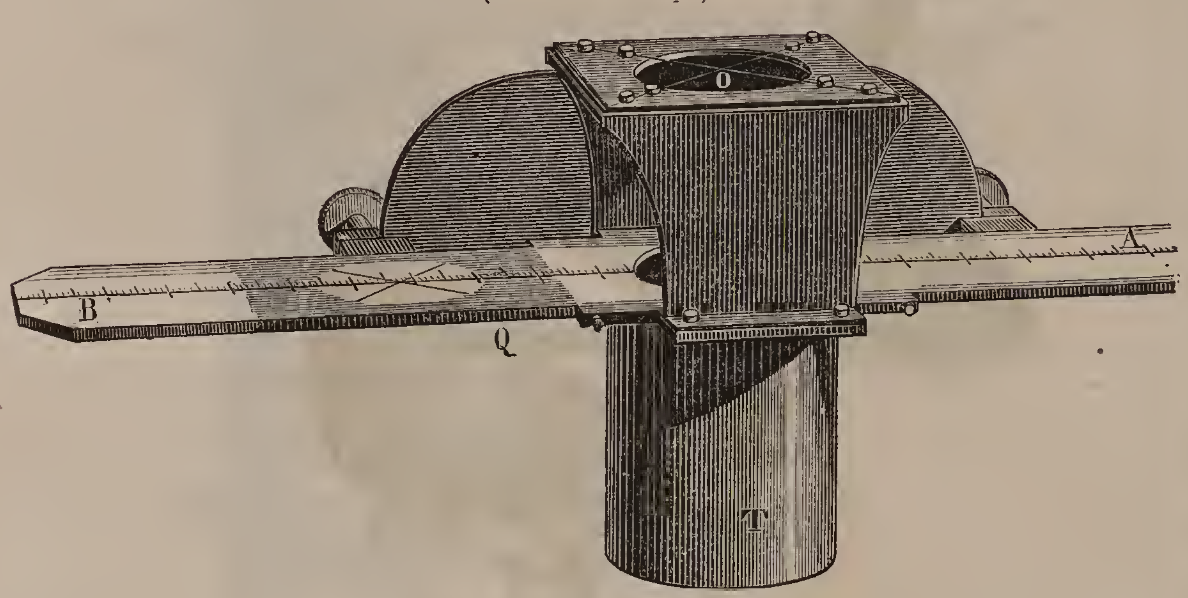
Le principe de notre méthode est de déterminer sur le même cercle divisé, à la fois la position du plan de pola-

risation et la trace du plan du Soleil, c'est-à-dire l'ombre de l'axe optique de l'appareil sur le cercle divisé.

On arrive à ce résultat par l'une des dispositions suivantes :

Première disposition. — On fixe à l'extrémité du tube mobile T une croisée de fils O (*fig.* 3), qui, avec le centre

Fig. 3.
(Échelle de $\frac{1}{2}$.)



du polariscope, définit l'axe optique, et l'on observe l'ombre de cette croisée de fils sur un plan Q invariablement fixé au tube mobile. On a tracé sur ce plan une droite AB, qui passe le plus près possible de l'axe de rotation du tube. Cette droite et la croisée de fils O déterminent un plan qui passe par le Soleil, lorsque l'ombre du point O tombe sur cette droite. A ce moment, le plan OAB coïnciderait avec le plan cherché s'il contenait l'axe de rotation du tube mobile, et l'on aurait, à une constante près, la position du plan du Soleil, en lisant la position de l'alidade fixée au tube T.

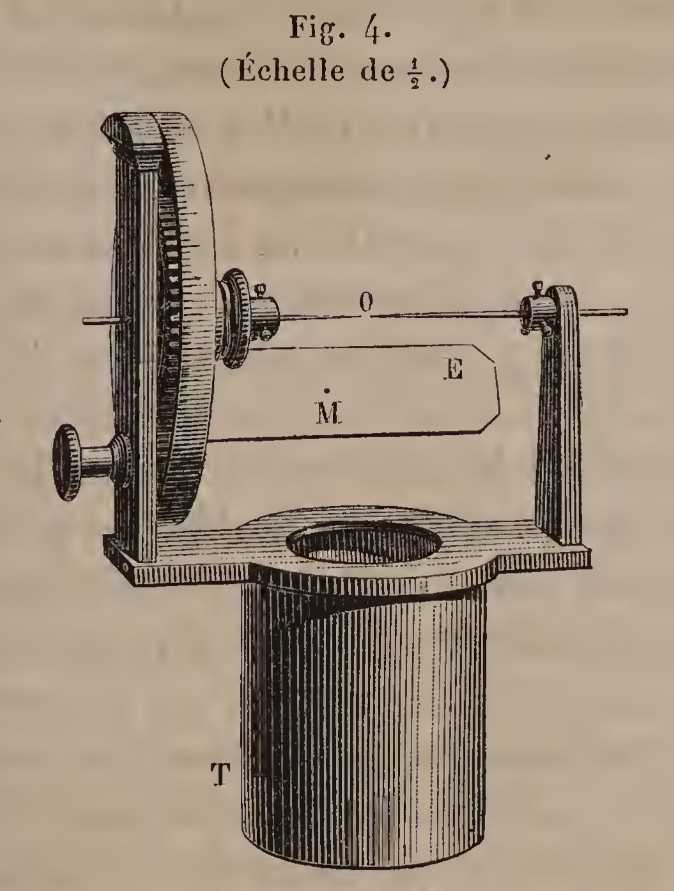
Pour éliminer la cause d'erreur due à ce que le plan OAB ne passe pas rigoureusement par l'axe de rotation de l'appareil, qui est également l'axe optique, on fait deux mesures en retournant bout pour bout le système mobile. La moyenne des deux mesures obtenues donne la direction du plan passant par le Soleil et l'axe de rotation.

Dans nos recherches, il était utile de connaître l'angle des rayons solaires avec l'axe optique. A cet effet, une graduation était faite sur la ligne AB (*fig.* 3) et permettait de déduire cet angle d'après la position de l'ombre du point O.

Au moyen de cette disposition, on ne pouvait faire d'observations à plus de 70° du Soleil, et, comme nous avions grand intérêt à étudier la région opposée du ciel, nous avons substitué à la première disposition l'appareil suivant, qui satisfait à toutes les conditions de nos expériences.

Deuxième disposition. — La croisée de fils qui définit l'axe optique a été remplacée par deux pointes d'aiguilles

Fig. 4.
(Échelle de $\frac{1}{2}$.)



fixes, placées bout à bout presque au contact et supportées par une pièce (*fig.* 4), qui s'adapte à l'extrémité du tube T de l'appareil représenté (*fig.* 2). L'ombre de ces pointes O (*fig.* 4) est reçue sur un petit écran E, mobile autour d'un axe coïncidant autant que possible avec les aiguilles fixes et monté sur un tambour divisé. Un point M tracé sur cet

écran sert de repère, et l'on amène ce point entre l'ombre des deux aiguilles; cette détermination se fait avec une grande perfection. Le point M décrit un cercle dont le plan a été réglé avec beaucoup de soin, de manière à passer par le point O. On se trouve alors dans les conditions indiquées plus haut, et deux mesures, faites en retournant bout pour bout l'appareil, permettent d'avoir la direction de la trace du *plan du Soleil*. En outre, la position du tambour qui se meut en regard d'un vernier fixe donne l'inclinaison des rayons solaires sur l'axe, à la condition que le point O soit au centre du cercle décrit par le point M, condition qui est remplie dans notre appareil avec une précision très suffisante.

Polariscope. — Le polariscope est, comme nous l'avons dit plus haut, un polariscope de Savart, qui nous a paru plus sensible que les appareils à égalité de teinte, lorsqu'il y a beaucoup de lumière diffuse non polarisée. Nous avons modifié l'emploi de cet appareil : au lieu d'observer le maximum d'éclat des franges, maximum dont on juge assez difficilement la position, nous avons observé leur disparition, qui a lieu à 45° du plan de polarisation des rayons incidents. Ce phénomène permet de faire des mesures très précises : lorsque le champ est assez large, on n'obtient pas une extinction absolue, en raison de la variation d'orientation des plans de polarisation d'un point à un autre, mais on peut voir une bande grise transversale, qui parcourt le champ visuel et qui indique par sa position les points pour lesquels le plan de polarisation incident est à 45° des plans principaux du polariscope. D'un côté de cette bande, on aperçoit une frange centrale noire, et de l'autre une frange centrale blanche. En amenant cette bande diffuse en regard des pointes O, on obtient à un angle constant près la position du plan de polarisation dans la direction visée.

L'angle constant que font le plan de comparaison qui

doit coïncider avec le plan du Soleil et les plans principaux du polariscope a été déterminé avec soin.

Avec la première disposition, lorsque l'on observait l'extinction des franges, le plan de polarisation était à 57° 44′ du plan de comparaison, dans le sens direct.

Avec la deuxième disposition, par suite du réglage préalable de l'appareil, cet angle était plus petit que les erreurs d'expérience et a été regardé comme nul.

Le mouvement de la Terre donnant lieu à une variation incessante dans les divers éléments à mesurer, nous avons opéré en faisant des déterminations croisées de la position du Soleil et du plan de polarisation de l'atmosphère, en notant l'heure précise de chaque mesure et en traçant ensuite des courbes représentatives des expériences, qui permettaient d'avoir pour un même instant, avec une précision égale à celle des mesures directes, les valeurs des diverses quantités à comparer entre elles.

CHAPITRE II.

MESURES EXPÉRIMENTALES.

Nous donnons dans ce Chapitre les résultats numériques d'une partie de nos observations. Elles sont relatives à un ciel sans aucun nuage. Les nombres sont déduits chacun d'une série de mesures ordonnées en général de la manière suivante.

Lorsque l'appareil était bien réglé avec le niveau fixé au cercle horizontal et que la position du point visé était déterminée, on commençait par faire deux ou trois doubles mesures de la position du *plan du Soleil,* en notant en même temps l'heure de chaque mesure et l'angle des rayons solaires avec l'axe optique, angle que nous appellerons *la distance solaire*. Ensuite on faisait une série d'observations de la position du plan de polarisation de l'atmosphère, série qui comprenait de six à vingt mesures, suivant la

précision avec laquelle on jugeait de la disparition des franges dans le polariscope; enfin on faisait de nouveau deux ou trois doubles mesures de la position du plan du Soleil et de la distance solaire.

Pour ramener toutes les déterminations comparatives à un même instant, on a tracé des courbes représentatives des expériences, en prenant les heures comme abscisses et les nombres trouvés pour ordonnées. Les courbes des positions du Soleil, très régulières et très sensiblement rectilignes dans les limites d'une même série, permettaient d'obtenir la position du Soleil avec une exactitude supérieure à celle des mesures de polarisation.

La courbe des positions du plan de polarisation affecte au contraire, par suite des erreurs d'expérience, la forme d'une ligne brisée plus ou moins sinueuse de part et d'autre d'une ligne moyenne qui peut être prise pour la courbe moyenne des déterminations expérimentales. Cette courbe, dans l'étendue d'une même série, affecte également une allure rectiligne, et nous avons pris la plupart du temps, comme nombres définitifs résultant d'une série, la moyenne des mesures, l'heure moyenne de la série et les nombres correspondants donnés par les courbes des positions du plan du Soleil et des distances solaires.

Nous donnons du reste ci-joint quelques exemples du tracé de ces courbes correspondant à des degrés de précision différents (*fig.* 5).

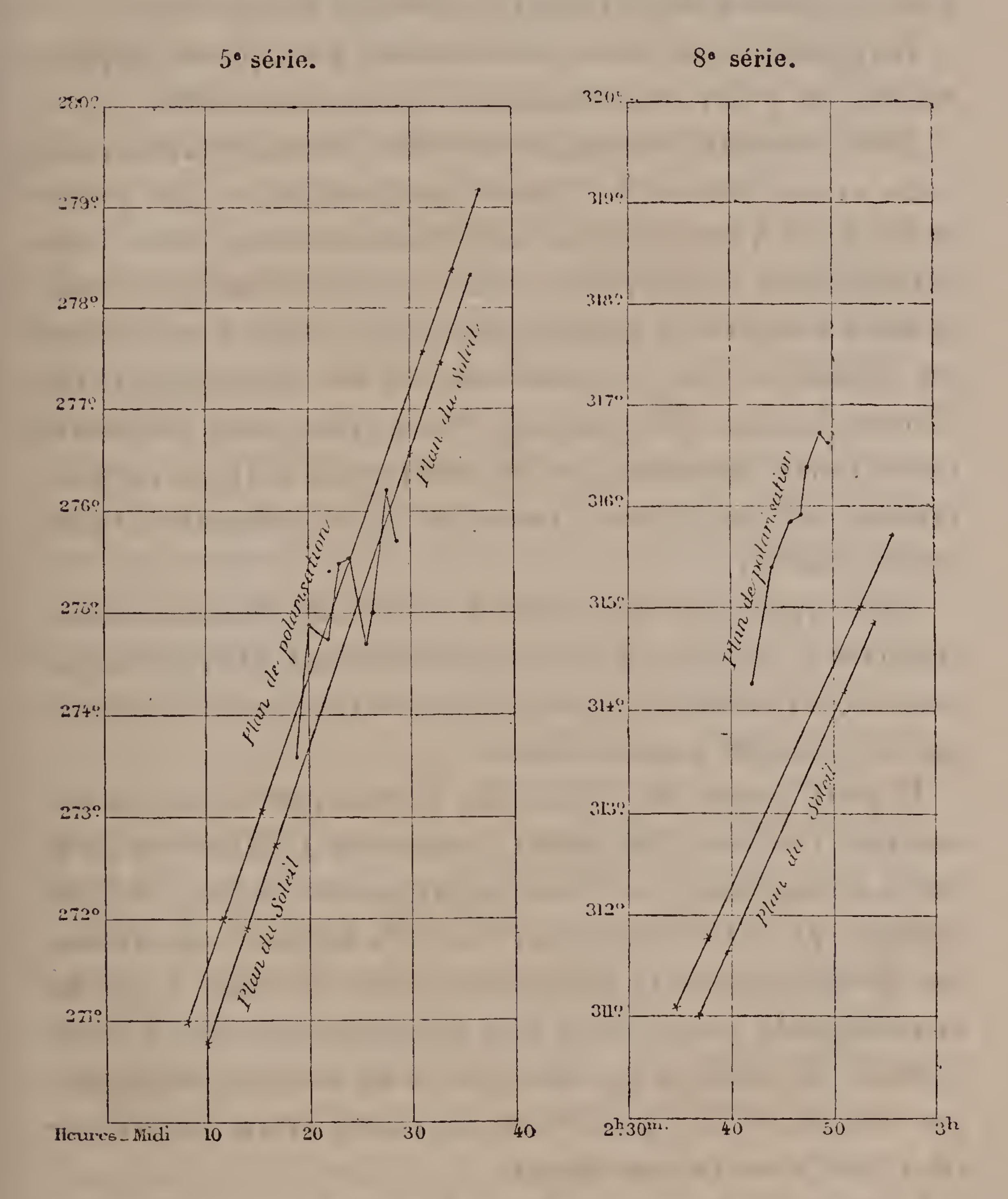
Les heures sont celles que donnait notre chronomètre. Lorsque cela était nécessaire, nous déterminions l'heure du midi vrai.

Dans les Tableaux qui suivent, nous avons fixé la position des points du ciel auxquels se rapportent les observations, en désignant par β leur distance zénithale et par α l'angle du plan vertical passant par le point visé avec le plan vertical passant par la direction moyenne du méridien magnétique du lieu.

Fig. 5.

Observations faites près de l'horizon sud, à 85° du zénith, le 12 août 1879.

(Échelle réduite de moitié).



Les Tableaux se divisent en deux groupes :

Le premier contient quelques-unes des observations faites en octobre 1878 avec la première disposition que

nous avions employée (*fig.* 3), et qui ne permettait pas de s'écarter de plus de 70° du Soleil.

Le second groupe comprend les observations faites avec la seconde disposition (*fig.* 4).

Ces déterminations ont été faites dans deux localités voisines, la Jacqueminière (Loiret) (latitude, 48° 0′) et Châtillon-sur-Loing (Loiret) (latitude, 47° 49′ 22″).

L'appareil que nous avons décrit était placé en plein air sur un pilier en maçonnerie solidement établi.

Nous n'avons pas rapporté toutes les observations que nous avons faites à des heures quelconques en des points isolés de la voûte céleste. Ces diverses observations, convenablement interprétées, nous ont conduit progressivement à limiter le nombre des points étudiés et à suivre les variations qui se présentent en un même point aux diverses heures de la journée. Nous avons alors concentré toute notre attention sur les points qui, d'après les premières déterminations, nous ont paru présenter le plus grand intérêt.

Nous avons fait également des séries de déterminations relatives à des rayons de diverses couleurs. Dans ces expériences, on interposait simplement entre l'œil et l'appareil un ou plusieurs verres colorés.

Il était important de définir le sens des déviations observées. Ce sens a été défini, comme on a l'habitude de le faire, en supposant un observateur couché le long de l'axe optique, la tête vers le point visé. On dit alors que le sens est direct lorsque la déviation a lieu de droite à gauche et rétrograde lorsqu'elle a lieu de gauche à droite. Le sens direct a été désigné par le signe + et le sens rétrograde par le signe —. La graduation du cercle divisé est faite de 0° à 360° dans le sens direct.

Le vernier du cercle divisé donnait la minute d'angle. L'observation de l'ombre du Soleil se faisait avec une précision de 1′ ou 2′ d'angle, comme le prouve la régularité

des courbes représentant les observations et tracées à une échelle de $0^m,001$ pour 3′ d'angle (voir *fig.* 5). Il était nécessaire, pour ces déterminations, que le disque solaire fût entièrement visible, car l'ombre ne donne qu'une direction moyenne des rayons solaires, qui, en réalité, forment un faisceau conique d'environ 32′. Dans certains cas, où une portion du disque solaire était masquée par des arbres, nous avons obtenu des nombres discordants, correspondant à des rayons lumineux venant de diverses parties du disque solaire et donnant lieu à des écarts qui pouvaient aller jusqu'à 20′ ou 30′. Nous avons rejeté ces observations.

La réfraction atmosphérique, en relevant le Soleil au-dessus de l'horizon, déplace le plan du Soleil de sa position réelle; mais la correction, très sensible lorsque le Soleil est très voisin de l'horizon, a été généralement reconnue négligeable dans la plupart de nos mesures.

La position du plan de polarisation était obtenue avec une exactitude très variable, suivant l'état de l'atmosphère, la proximité plus ou moins grande du point étudié avec le Soleil, et la plus ou moins grande quantité de lumière diffuse mélangée à la lumière polarisée. Dans les cas les plus favorables, les mesures obtenues doivent être considérées comme exactes à 3′ d'angle environ; dans les expériences les plus défavorables que nous ayons admises, on pouvait faire une erreur de 15′ d'angle au maximum. On verra par la suite que cette incertitude ne change en rien les résultats généraux que l'on peut déduire des expériences. Du reste, dans les cas particuliers où les conclusions déduites portent sur la comparaison de très petits angles, nous avons indiqué, en regard de chaque nombre, le maximum de l'erreur qui correspond à l'observation.

GROUPE I.

Observations faites à La Jacqueminière (Loiret). Lat. 48° 0'. Octobre 1878.

DATE.	HEURE du chronomètre.	POSITION du plan du Soleil.	POSITION du plan de polarisation de l'atmosphère.	ANGLE DES DEUX POSITIONS à une constante près.	ANGLE DES DEUX POSITIONS corrigé de la constante 57°44'.
Tableau I.					
Observations faites dans la direction de l'aiguille d'inclinaison.					
	h m s	° '	° '	° '	° '
3 octobre ..	1.33.30	25.34	82.45	57.11	—0.33
» ..	1.42.30	23.13	80.24	57.11	—0.33
» ..	1.52	20.56	77.54	56.58	—0.46
» ..	2. 1	18.52	75.49	56.57	—0.47
» ..	2.13	16.21	73.21	57. 0	—0.44
» ..	2.20	14.59	72. 0	57. 1	—0.43
5 octobre ..	3. 1	10.31	67.48	57.17	—0.27
» ..	3.23	7.10	64.25	57.15	—0.29
Vers l'ouest, près de l'horizon : $\alpha = 71°58'$, $\beta = 80°$.					
5 octobre ..	1.38	32.16	88.37	56.21	—1.23
» ..	1.51	31.21	87.56	56.37	—1. 7
Au nord-ouest : $\alpha = 27°7'$, $\beta = 68°$.					
2 octobre ..	4.16	2.31	60.23	57.52	+0. 8
5 octobre ..	4.21	3.46	61.12	57.26	—0.18
» ..	4.34	0.47	58.27	57.40	—0. 4
Vers l'est : $\alpha = 90°$, $\beta = 45°$.					
3 octobre ..	11.12.30	148.26	206.47	58.21	+0.35
Vers l'ouest : $\alpha = 90°$, $\beta = 45°$.					
3 octobre ..	midi	197.43	255.28	57.45	—0. 1
Vers le nord : $\beta = 15°$.					
5 octobre ..	midi.15	71.51	129.45	57.54	+0.10
» ..	midi.32.30	67.12	125.12	58. 0	+0.16

DATE.	HEURE.	DISTANCE solaire.	POSITION du plan du Soleil.	POSITION du plan de polarisation de l'atmosphère.	ANGLE DES DEUX POSITIONS à une constante près.	ANGLE DES DEUX POSITIONS corrigé de la constante.
Tableau II.						
Vers le sud-ouest : $\alpha = 59°20'$, $\beta = 60°$.						
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′	° ′
14 oct. 1878.	10.17	62. 6	198.14	255.10	56.56	−0.48
Vers l'est : $\alpha = 78°10'$, $\beta = 60°$.						
14 octobre ..	11. 2	64.58	154.33	213.12	58.39	+0.55
Près du zénith.						
16 octobre ..	10. 7.54	62.41	121.38	179.15	57.37	−0. 7
» ..	1.13	59.45	69. 7	126.57	57.50	+0. 6
Horizon sud : $\beta = 85°$.						
14 oct. 1878.	8. 0	62.47	11. 2	66.42	55.40	−2. 4
16 octobre ..	8.14	59.33	12. 4	68. 1	55.37	−2. 7
» ..	8.23	57.54	14. 0	69.48	55.48	−1.56
14 octobre ..	8.57	52. 3	21.39	75.53	54.14	−3.30
» ..	9.19	47.54	26.31	79.39	53. 8	−4.36
» ..	9.30	46.21	28.48	82.43	53.35	−4. 9
16 octobre ..	2.14	40.18	143. 0	205.24	62.24	+4.40
» ..	2.22	41.48	145.28	207.28	62	+4.16
» ..	2.44	45.18	151.19	212. 3	60.44	+3
15 octobre ..	4. 0	60. 6	166.46	226. 6	59.20	+1.36
» ..	4.23	64.21	170.39	229.38	58.59	+1.15
» ..	4.50	69.53	175. 0	233.24	58.24	+0.40
Vers le nord-ouest : $\alpha = 34°29'$, $\beta = 72°3'$.						
16 octobre ..	4. 3	65.14	183.55	241.15	57.20	−0.24
» ..	4.18	62.53	180.43	238. 2	57.19	−0.25

GROUPE II (1879).

DATE.	HEURE.	DISTANCE solaire.	POSITION du plan du Soleil.	POSITION du plan de polarisation de l'atmosphère.	ANGLE des deux positions.
Tableau I. — *Observations près du zénith.*					
$\beta = 0°30'$ *Ouest : (La Jacqueminière, lat. 48°).*					
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′
11 août 1879	9.41.52 M	44. 4	144.53	145.11	+0.18
»	4.24.29 S	61.25	8.20	8.22	+0. 2
»	5.50.32 S	75.37	352.20	352.25	+0. 5
$\beta = 0°30'$ *Ouest (Châtillon-sur-Loing, lat. 47° 49′ 22″).*					
3 septembre	9.40.32	48.32	121. 2	120.59	−0. 3
4 septembre	9. 5.32	53. 6	144.50	144.53	+0. 3
$\beta = 0°30'$ *Ouest (La Jacqueminière, lat. 48°).*					
4 octobre ..	8.57. 1	//	138. 0	138.13	+0.13
5 octobre ..	3.19. 6	70.19	30.57	31. 3	+0. 6
$\beta = 0°30'$ *Sud-ouest ;* $\alpha = 52°14'$ *(La Jacqueminière).*					
6 octobre ..	1.49.42	58.37	91.44	91. 4	−0.44
» ..	2.31.15	62.59	81. 3	80.59	−0. 4
Observations faites à peu près rigoureusement au zénith. (La Jacqueminière).					
8 octobre ..	1.27.32	58. 0	60. 2	59.57	−0. 5
» ..	3.34. 7	72.53	29.31	29.36	+0. 5
Tableau II. — *La Jacqueminière, lat. 48°.*					
Observations près du pôle.					
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′
11 août.....	8.43.45	74.44	140.18	140.55	+0.37
»	8.55.10	//	137.25	137.45	+0.20
»	11.11. 4	74.37	103.29	103.47	+0.18
»	11.30.50	//	98.35	99. 9	+0.34
»	midi.12.24	//	88. 5	88. 9	+0. 4
»	3.19.50	74. 6	41. 3	40.33	−0.30
»	5. 1. 2	74. 3	15.49	15.20	−0.29

DATE.	HEURE.	DISTANCE solaire.	POSITION du plan du Soleil.	POSITION du plan de polarisation de l'atmosphère.	ANGLE des deux positions.
Tableau III. — *La Jacqueminière.*					
Près de l'horizon sud : β = 85° sud.					
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′
12 août 1879	7.55.25	79.33	209.42	209. 2	—0.40
»	10.23.18	58.40	240.40	239. 8	—1.32
»	midi.23.48	53. 7	275. 8	275. 6	—0. 2
»	2.46.12	63.52	313.25	315.53	+2.28
11 août.....	3.50.30	74.31	326.18	329.18	+3. 0
»	5.27. 7	91. 0	342.50	344.39	+1.49
»	6.26 S	102.14	351.19	352.28	+1. 9
21 août.....	9. 9.10	65.43	221.21	219.30	—1.51
4 octobre ..	6.35. 0 M	77.49	184.31	183.29	—1. 2
» ..	6.44. 4	76. 0	185.54	184.39	—1.15
» ..	6.55. 0	73.48	187.35	186.13	—1.22
» ..	8.16.32	58.12	201.32	199.50	—1.42
Tableau IV. — *La Jacqueminière, lat. 48°.*					
Observations à l'est : β = 85°.					
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′
12 août.....	9.50.43	53.28	301. 3	304.47	+3.44
»	1. 2.20	99.36	302.42	303.31	+0.49
»	3.56.59	140.33	291.10	296.11	+5. 1
Observations à l'est : β = 70°.					
12 août.....	2.10.52	102.44	297.39	298.30	+0.51
»	4.42.25	135.25	278.27	280. 1	+1.35
Observations à l'ouest : β = 83°.					
12 août.....	9.14.21	124.12	64.28	63.13	—1.15
»	3.15.52	37.54	60.33	54.37	—5.56

DATE.	HEURE.	DISTANCE solaire.	POSITION du plan du Soleil.	POSITION du plan de polarisation de l'atmosphère.	ANGLE des deux positions.
Tableau V. — *Châtillon-sur-Loing, lat.* 47° 49′ 22″.					
Près de l'horizon nord : β = 86°27′.					
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′
3 sept. 1879	7.54	104.33	152.19	154.32	+2.13
»	11.55.22	127. 4	89.23	90.52	+1.29
4 septembre	8.37.14	111.32	142. 1	143.43	+1.42
»	9.28.18	118. 9	130. 4	132.12	+2. 8
»	midi. 4.45	126.55	84.44	84.51	+0. 7
»	1.24.32	122.50	60.58	60. 9	−0.49
»	3. 9.25	110.35	34.55	33.41	−1.14
Près de l'horizon ouest : α = 68° 58′ nord-ouest. β = 86° 27′.					
4 septembre	9.58.17	117. 9	53.26	52.21	−1. 5
»	midi.27.22	80. 3	48.34	47.50	−0.44
»	1. 4. 7	69.24	47.49	46.42	−1. 7
»	2.44. 8	46.39	46.42	42.56	−3.46
Tableau VI. — *Observations dans le méridien magnétique.*					
Vers le sud magnétique : β = 85° 20′ (La Jacqueminière).					
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′
21 août.....	11.28.46	47.22	271.23	270.47	−0.36
Vers le sud magnétique : β = 87° 27′ (Châtillon-sur-Loing).					
3 septembre	11.18.26	47.51	272.58	272.10	−0.48
Perpendiculairement à l'aiguille d'inclinaison.					
(Vertical du Soleil). Vers le nord : β = 65° 30′ (La Jacqueminière).					
21 août.....	11.56.57	99.40	89.22	89.15	−0. 7
Perpendiculairement à l'aiguille d'inclinaison.					
Dans le méridien nord-sud : β = 66° 39′ (Châtillon-sur-Loing).					
4 septembre	11.48.54	″	90. 6	90.12	+0. 6

DATE.	HEURE.	POSITION DU PLAN DE POLARISATION. Lumière rouge.	Lumière bleue.	ANGLE des positions rouge et bleue.
Tableau VII. — *Méridien magnétique.* $\beta = 85°$ *Sud* (*La Jacqueminière*).				
	h m s	° ′	° ′	° ′
21 août 1879..	8. 9.26	300.47	299.16	—1.31
» ..	8.19.50	303.16	301.44	—1.32
» ..	8.31.52	305.54	304.32	—1.22
***Méridien magnétique.* $\beta = 87°27'$ *Sud* (*Châtillon-sur-Loing*).**				
4 septembre..	4.25.10	252.19	252.31	+0.12
» ..	4.33.20	253.23	253.28	+0. 5
3 septembre..	5.18.53	259.48	259. 4	—0.44
» ..	5.25.12	260.38	259.45	—0.53
» ..	5.47. 7	263.38	262.34	—1. 4
» ..	5.53.24	264.21	263.23	—0.58
Méridien magnétique. Perpendiculairement à l'aiguille d'inclinaison.				
4 septembre..	3.52.30	111.55	111.22	—0.33
» ..	3.57.26	110.33	110.22	—0.11
» ..	4. 0.15	109.45	109.45	—0. 0

DATE.	HEURE.	DISTANCE solaire.	POSITION du plan du Soleil.	POSITION DU PLAN DE POLARISATION DE L'ATMOSPHÈRE.			ANGLE DES POSITIONS DU PLAN DE POLARISATION ET DU PLAN DU SOLEIL.		
				Lumière rouge.	Lumière blanche.	Lumière bleue.	Lumière rouge.	Lumière blanche.	Lumière bleue.
TABLEAU. — *Vers le nord : $\beta = 73^\circ$ (La Jacqueminière).*									
	h m s	° ′	° ′	° ′	° ′	° ′	° ′	° ′	° ′
5 octobre 1879..	11.21.12	124.30	101.32	//	102.31	//	//	+0.59	//
»	11.34.47	124.45	97.26	97.26	//	//	0° 0′	//	//
»	11.48.12	124.58	93.21	//	//	93.35	//	//	+0.14
»	midi. 6.21	124.59	87.43	//	86.34	//	//	—1. 9	//
»	2. 2.48	120.30	53.26	//	50.57	//	//	—2.29	//
»	2.18.52	119. 6	49. 2	47. 4	//	//	—1.58	//	//
»	2.30.32	118. 5	45.52	//	//	42.35	//	//	—3.17
»	4.46.24	102.57	13.29	//	11.59	//	//	—1.30	//
»	4.59. 2	101.26	10.45	9.44	//	//	—1. 1	//	//
Près du zénith. $\alpha = 52^\circ 14' 50''$ sud-ouest. $\beta = 0^\circ 30'$ (La Jacqueminière).									
6 octobre......	1.49.42	58.37	91.44	//	91. 4	//	//	—0.40	//
»	2. 7.19	60.25	87. 3	//	//	86.22	//	//	—0.41
»	2.17.55	61.32	84.23	83.54	//	//	—0.29	//	//
»	2.25.58	62.25	82.16	//	//	81.50	//	//	—0.26
»	2.31.15	62.59	81. 3	//	80.59	//	//	—0. 4	//

CHAPITRE III.

RÉSULTATS DÉDUITS DES EXPÉRIENCES.

En examinant les Tableaux qui précèdent, on reconnaît d'abord que le plan de polarisation de la lumière envoyée par un point quelconque du ciel ne passe pas généralement par le Soleil. L'angle que fait ce plan avec le plan passant par l'œil de l'observateur, le point visé et le Soleil, est variable d'un instant à l'autre avec la position du Soleil au-dessus de l'horizon, et il est toujours tel que le plan de polarisation passe un peu au-dessous du Soleil, entre cet astre et l'horizon.

Dans le cours d'une même journée, la variation de l'angle des deux plans suit une marche différente pour chaque point visé.

Nous avons spécialement étudié deux régions symétriques par rapport au déplacement apparent du Soleil, le méridien nord-sud et le plan vertical est-ouest, principalement dans le voisinage de l'horizon.

Il eût été très intéressant de pouvoir faire des déterminations au moment du lever et du coucher du Soleil. La disposition des lieux d'observation ne nous a pas permis de faire ces mesures.

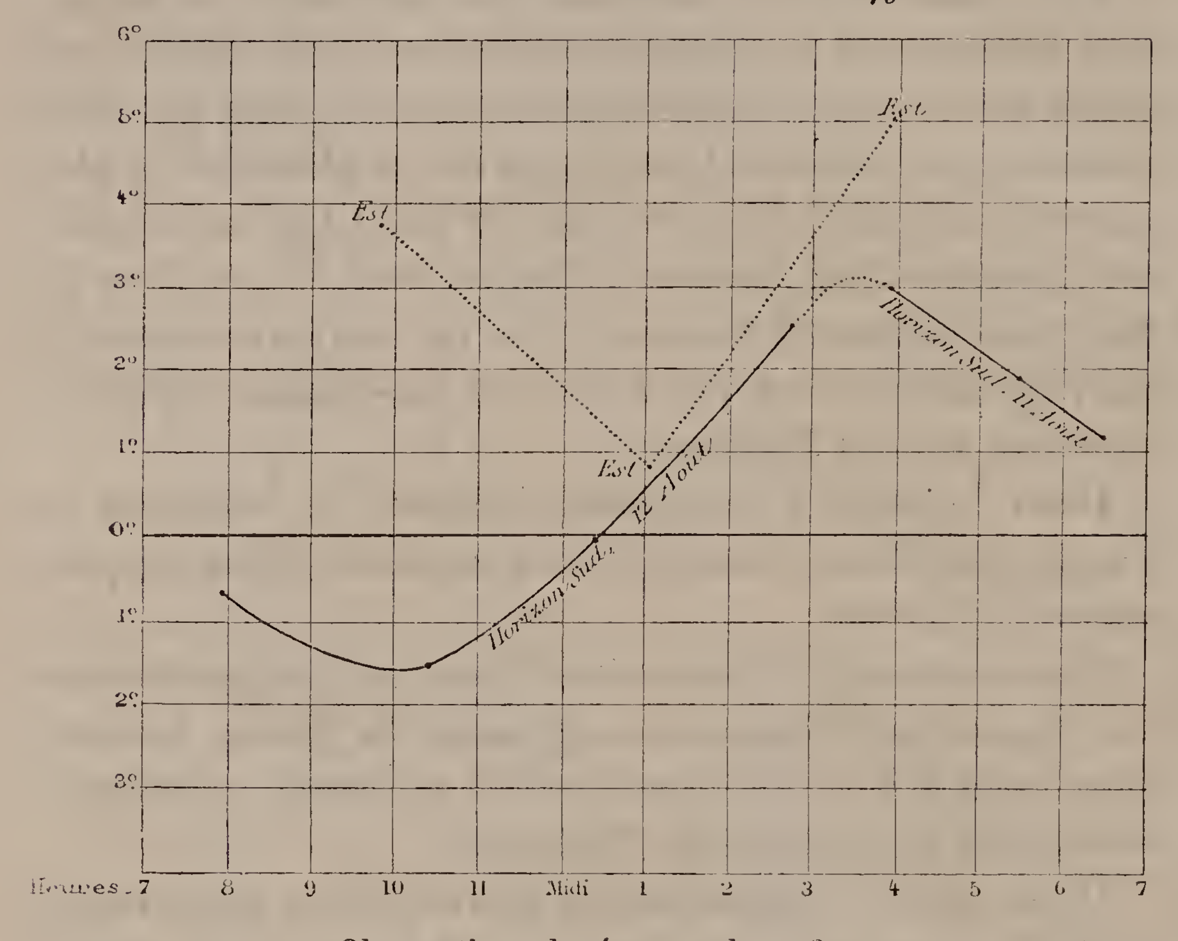
Lorsqu'on vise par une journée sans nuages un point situé vers le sud ou vers le nord près de l'horizon, l'angle du plan de polarisation et du plan du Soleil, au lever de cet astre, est d'abord assez petit; cet angle augmente ensuite jusqu'à un maximum le matin, diminue, devient nul vers midi lorsque le Soleil est voisin du plan vertical passant par le point visé, puis augmente de nouveau jusqu'à un maximum, décroît ensuite et paraît devoir s'annuler dans les environs du coucher du Soleil.

Pour faire mieux saisir la variation de l'angle des deux plans, nous avons tracé (*fig.* 6) des courbes construites

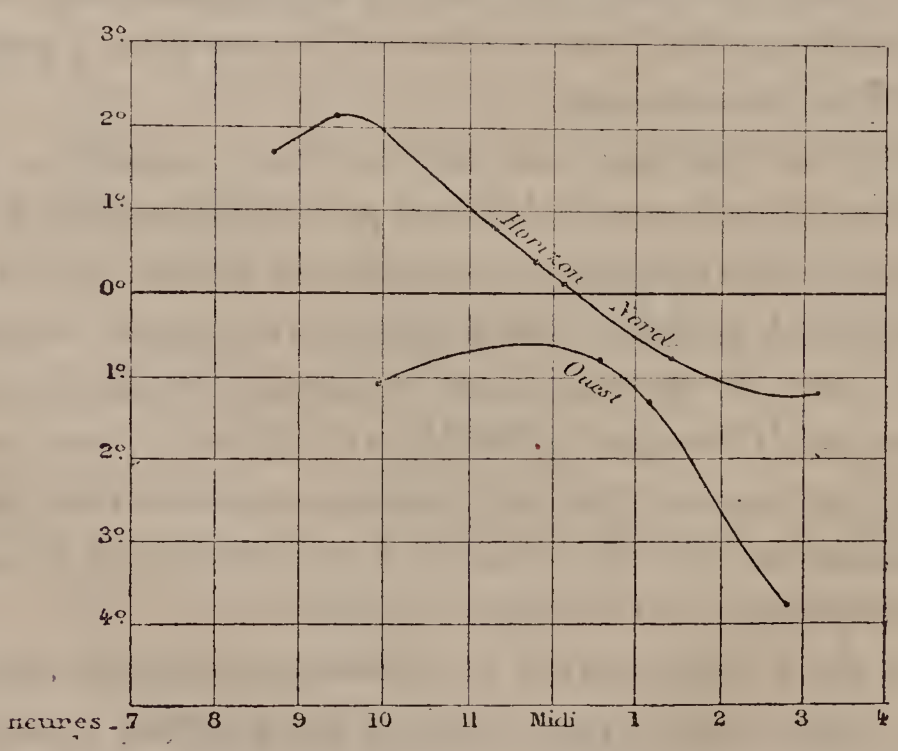
Fig. 6.

Courbes représentatives des angles du plan de polarisation de l'atmosphère et du plan du Soleil.

Observations des 11 et 12 août 1879.



Observations du 4 septembre 1879.



en prenant pour abscisses les heures et pour ordonnées les angles observés. On a conservé à ces derniers leur signe. Ces courbes sont la traduction graphique des Tableaux III, IV et V, groupe II, et montrent, comme nous venons de le dire, l'existence de deux maxima, l'un avant et l'autre après midi. Le Tableau II, groupe I, conduit à des conclusions analogues.

Si l'on était à l'abri des effets perturbateurs que nous analyserons dans le Chapitre suivant, la coïncidence du plan de polarisation et du plan du Soleil, pour les directions que nous venons d'indiquer, aurait lieu au lever et au coucher de cet astre, et au moment où il passe dans le plan vertical du point visé.

Au zénith, le plan de polarisation doit donc toujours coïncider avec le plan du Soleil. Les observations faites dans le voisinage du zénith et au zénith même (Tableau I, groupe II) conduisent à admettre que les deux plans coïncident toujours pour ce point particulier.

Au pôle, les angles des deux plans sont très faibles (Tableau I, groupe II), ce qui explique comment ils n'ont pas été observés par Wheatstone avec l'horloge polaire.

Les variations sont de plus en plus grandes à mesure que l'on s'approche de l'horizon.

Vers l'est ou vers l'ouest, le Soleil n'atteint le plan vertical des points visés que le matin ou le soir, et, dès lors, on ne trouve pas généralement de valeur nulle de l'angle des deux plans dans le cours de la journée. Pour des points voisins de l'horizon, on a reconnu l'existence d'un minimum vers midi. Vers 9^h du matin et 3^h du soir, les angles trouvés ont été assez notables; mais le voisinage des points neutres, le matin et le soir, apporte des perturbations dont l'étude n'a pu être comprise dans ce Mémoire, et qui nous ont empêché de suivre la marche de la polarisation près du lever et du coucher du Soleil.

La grandeur ainsi que les heures des maxima et des

minima varient avec les saisons et les hauteurs du Soleil aux heures correspondantes.

Pour un point situé en dehors du méridien nord-sud ou du plan vertical est-ouest, les phénomènes décrits plus haut se superposent en partie et donnent lieu à une variation de l'angle des deux plans parfois assez complexe.

Les résultats que nous venons d'exposer sont relatifs à la lumière blanche qui traverse le polariscope : nous avons observé que l'on n'obtenait pas la même position du plan de polarisation en isolant dans un même faisceau polarisé les rayons lumineux de diverses couleurs, par exemple des rayons rouges, d'une réfrangibilité voisine de celle de la raie C du spectre solaire, et des rayons bleus, dont l'intensité maximum correspond à une région du spectre solaire comprise entre les raies F et G. Les positions de ces plans de polarisation varient par rapport au plan du Soleil et varient également les unes par rapport aux autres, le plan de polarisation des rayons rouges étant en général plus près du Soleil que celui des rayons bleus, et la position du plan de polarisation de la lumière blanche étant intermédiaire entre celles des deux plans précédents. Nous espérons compléter dans un prochain travail les derniers résultats que nous venons de signaler.

Voyons maintenant comment on peut se rendre compte des divers phénomènes décrits plus haut.

La lumière polarisée qui nous est envoyée par le ciel se comporte presque toujours comme le ferait un rayon lumineux qui émanerait d'une région voisine du Soleil et qui serait réfléchi vers l'observateur. Dans certains cas seulement, la lumière semble polarisée dans un plan perpendiculaire à la direction précédemment définie. Quel que soit le mode de réflexion des rayons lumineux, soit sur l'air lui-même, soit sur des vésicules d'eau, si l'atmosphère réfléchit en un point une partie de la lumière qui lui est envoyée directement par le Soleil, elle doit réfléchir en

même temps la lumière qui lui vient de toutes les directions possibles, soit de l'atmosphère, soit de la Terre elle-même, qui est éclairée.

Cet ensemble de rayons lumineux forme un faisceau qui doit contenir des rayons polarisés, soit par réflexion, soit par réfraction, dans tous les azimuts. Comme ces rayons ont une intensité variable, il y a nécessairement un azimut pour lequel la somme des intensités des rayons polarisés dans un même plan est un maximum. Les polariscopes nous permettent de déterminer cette direction du maximum de polarisation, alors que l'ensemble des rayons polarisés dans tous les autres azimuts se comporte comme dans la lumière non polarisée. Pour des points particuliers il peut arriver que tous les rayons émanés des diverses directions aient, après leur réflexion, la même intensité, et il semble alors qu'il n'y ait plus de polarisation, comme on l'observe aux points neutres. Dans cette hypothèse, si le Soleil n'est pas la seule source d'illumination de l'atmosphère, mais seulement la source principale, l'atmosphère et la Terre agissant eux-mêmes comme réflecteurs, il devient évident que le plan du maximum de polarisation ne doit pas passer exactement par le Soleil. Toutefois, lorsque l'éclairement de l'atmosphère au point visé est symétrique par rapport au Soleil, comme il arrive pour les points situés dans le plan vertical de cet astre, le plan de polarisation doit coïncider avec le plan du Soleil. L'expérience vérifie cette déduction, et l'on peut en conclure que l'éclairement de l'atmosphère est à chaque instant symétrique par rapport au plan vertical passant par le Soleil. L'existence des points neutres dans le plan vertical du Soleil est une preuve de plus à l'appui de cette assertion.

La direction du plan de polarisation de l'atmosphère au-dessous du point neutre d'Arago semble montrer que l'illumination secondaire due à l'atmosphère et à la Terre

donne lieu à une polarisation dans un plan à peu près horizontal.

Il résulte des précédentes considérations qu'une variation dans l'intensité de l'un quelconque des effets d'illumination secondaire dus à l'atmosphère ou à la Terre entraîne un déplacement de la direction du plan du maximum de polarisation et par conséquent une rotation de ce plan de polarisation. Or, suivant que le Soleil est à des hauteurs diverses sur l'horizon ou que l'atmosphère est plus ou moins chargée de vapeurs diffusant la lumière, les conditions d'illumination sont variables et le plan de polarisation en un point déterminé affecte des directions diverses.

Les angles variables observés plus haut doivent être attribués à ces causes multiples. Quelques-uns affectent une marche régulière et tiennent à la variation régulière de l'illumination lorsque le Soleil s'élève ou s'abaisse sur l'horizon; d'autres correspondent à des états très différents de l'atmosphère. Il est presque inutile d'ajouter que le moindre nuage, agissant comme réflecteur, apporte des perturbations considérables, qui ne peuvent être soumises à aucune étude régulière.

Enfin nous ferons observer que les résultats obtenus avec les rayons rouges et bleus viennent apporter un nouvel appui à notre hypothèse. En effet, l'atmosphère réfléchissant ou diffusant beaucoup plus de lumière bleue que de lumière rouge, le plan du maximum de polarisation pour les rayons bleus doit être en général plus éloigné du Soleil que le plan de polarisation des rayons rouges, ce qui est d'accord avec l'expérience. Ajoutons que, par suite de causes perturbatrices diverses, les positions relatives des plans de polarisation des rayons rouges et bleus peuvent être renversées.

La lumière polarisée que nous recevons étant le résultat d'une illumination complexe, on peut imaginer que toutes

les sources de lumière soient remplacées par une seule située dans le plan du maximum de polarisation et qui, si elle existait à l'exclusion des autres, donnerait par réflexion la même direction du plan de polarisation au point visé. Il resterait alors à savoir si cette source fictive est unique à un même instant, ou, en d'autres termes, si tous les plans de polarisation devraient passer au même moment par un même point. La vérification de cette hypothèse est assez délicate, et les résultats déduits de nos expériences ne permettent pas jusqu'ici de décider cette question, dont nous continuons l'étude.

En résumé, on voit comment les variations de position que nous avons observées pour les plans de polarisation de l'atmosphère sont soumises à une marche régulière, compliquée de causes perturbatrices multiples. Parmi celles-ci il en est une que l'on peut dégager en partie et que nous allons étudier : c'est l'action magnétique de la Terre sur l'atmosphère.

CHAPITRE IV.

DE L'ACTION DU MAGNÉTISME TERRESTRE SUR L'ATMOSPHÈRE.

En étudiant la marche de la polarisation atmosphérique en un même point pendant le cours d'une journée, nous venons de voir que le plan de polarisation et le plan du Soleil ne coïncident généralement pas, mais que cependant cette coïncidence doit avoir lieu lorsque le plan du Soleil est vertical.

Or il résulte de nos observations près de l'horizon, au sud, au nord et près du méridien magnétique, qu'au moment où le plan du Soleil est vertical le plan de polarisation est dévié d'un petit angle, toujours dans le même sens, et que la coïncidence du plan du Soleil et du plan de polarisation n'a lieu qu'après le passage du Soleil au plan vertical du point visé. Tout se passe comme si le plan de

polarisation subissait une rotation dans un sens toujours le même, dans le sens direct lorsque l'on vise vers le nord, et dans le sens rétrograde lorsque l'on vise vers le sud.

On peut obtenir cette rotation soit en mesurant directement l'angle du plan de polarisation et du plan du Soleil au moment où ce dernier est vertical, soit en déduisant le nombre cherché d'une courbe convenablement tracée.

Les séries d'observations faites au sud et au nord ont permis d'obtenir par interpolation graphique les nombres suivants :

Observations près de l'horizon sud. — La Jacqueminière, 12 *août* 1879.

Distance zénithale apparente........	85°
Distance zénithale vraie...........	85° 9′ 54″

Le midi vrai est à $11^h 55^m 26^s$.
Le Soleil passe au plan vertical du point visé à midi 1^m.

Heure du chronomètre.	Rotation.	Erreur maximum.
Midi 1^m	22′	± 5′

Observations près de l'horizon nord. — Châtillon-sur-Loing, 4 *septembre* 1879.

Distance zénithale apparente......	86° 27′
Distance zénithale vraie..........	86° 39′ 10″

Le midi vrai est à $11^h 51^m 13^s$.
Le Soleil passe au vertical du point visé à $11^h 48^m$.

Heure du chronomètre.	Rotation.	Erreur maximum.
$11^h 48^m$	24′	± 5′

La rotation a lieu dans le sens d'un courant électrique qui produirait les mêmes effets que le magnétisme terrestre. Comme la symétrie de l'illumination atmosphérique par rapport au plan vertical, principalement à midi, ne permettait pas de chercher l'explication de la rotation ob-

servée dans une dissymétrie quelconque des effets d'illumination secondaire, il était naturel d'attribuer cette rotation à une influence magnétique et de rechercher les effets produits dans le méridien magnétique même. Malheureusement, à l'époque où nous avons été assez avancé dans notre travail pour diriger convenablement les observations, les mesures devenaient déjà plus difficiles près de l'horizon sud, à cause de la proximité du Soleil; aussi la précision des mesures faites dans le méridien magnétique n'est-elle pas la même que celle de nos meilleures observations.

Observations dans le méridien magnétique, près de l'horizon, vers le sud.

La Jacqueminière (*Loiret*), 21 *août* 1879. — *Lat.* 48°.

Distance zénithale apparente....... 85°20′
Distance zénithale vraie.......... 85°30′30″

Heure de l'observation (Chronomètre).	Rotation observée.	Erreur maximum.	Heure du passage du Soleil au vertical du point visé.	Correction.
11^{h}28^{m}46^s	0°36′	±12′	11^{h}21^{m}30^s	+ 7′

Châtillon-sur-Loing (*Loiret*), 3 *septembre* 1879.
Lat. 47°49′22″.

Distance zénithale apparente.......... 87°27′
Distance zénithale vraie............ 87°43′

Heure de l'observation (chronomètre).	Rotation observée.	Erreur maximum.	Heure du passage du Soleil au vertical du point visé.	Correction.
11^{h}18^{m}26^s	0°48′	±15′	11^{h}7^{m}20^s	+11′

L'observation n'ayant pu être faite au moment précis du passage du Soleil au plan vertical, nous donnons dans la dernière colonne des Tableaux qui précèdent la valeur

de la correction qui correspond au temps écoulé depuis le moment où le plan du Soleil a été vertical ; cette correction est calculée par analogie avec les observations relatives au nord et au sud. On voit qu'elle est plus petite que les erreurs d'expérience.

La rotation que nous venons d'évaluer, et que nous supposons due à une influence magnétique, ne doit pas exister pour une direction perpendiculaire à l'aiguille d'inclinaison. On a trouvé comme vérification les nombres suivants :

Observations faites dans une région perpendiculaire à l'aiguille d'inclinaison.

Date et lieu d'observation.	Distance zénithale apparente du point visé.	Heure. (Chronomètre).	Rotation observée.	Erreur possible.	Heure du passage du Soleil au vertical du point visé.
La Jacqueminière, 21 août.	65°30′ N.	$11^h 56^m 54^s$	−0°7′	±7′	$11^h 57^m 0^s$
Châtillon-sur-Loing, 4 sept.	66°39′ N.	$11^h 48^m 54^s$	+0°6′	±6′	$11^h 50^m 10$

Ces nombres montrent que, dans les conditions de l'expérience, la rotation est sensiblement nulle.

Il résulte des observations précédentes que le plan du maximum de polarisation, pour des points situés près de l'horizon, et dans une région voisine du méridien magnétique, subit une rotation qui paraît due à une influence magnétique terrestre.

Si tous les rayons lumineux réfléchis par l'atmosphère dans une même direction et formant un même faisceau traversaient tous les mêmes couches d'air, tous les plans de polarisation subiraient la même rotation et le plan du maximum de polarisation serait déplacé du même angle. Mais le phénomène semble devoir être plus complexe : les rayons lumineux émanent de distances très différentes, et les plans de polarisation subissent des rotations qui sont fonctions de l'épaisseur de la couche d'air qu'ils traversent. Cette fonction est elle-même liée à la direction des rayons lumineux et à la loi de variation

de densité de l'air avec la distance à la Terre. On peut donc prévoir que, par suite du phénomène de polarisation rotatoire magnétique, le faisceau lumineux, qui se compose essentiellement de rayons polarisés dans tous les plans, aura ses plans inégalement dispersés, et que la direction du plan du maximum de polarisation sera modifiée. L'angle dont il aura été dévié, et que nous avons mesuré dans les circonstances précisées plus haut, est donc le résultat d'une série d'effets très complexes.

Il eût été très instructif de pouvoir déterminer *a priori* la grandeur de la rotation et de comparer les nombres ainsi obtenus à ceux que donnent les expériences, mais l'une des données principales, la distance ou plutôt les distances d'où nous viennent les rayons lumineux, est inconnue.

Dans un travail qui n'est pas encore terminé ([1]), nous avons montré comment on peut mesurer le pouvoir rotatoire magnétique de certains gaz, notamment de l'air, à la température et à la pression ordinaires, et nous avons trouvé que le pouvoir rotatoire magnétique de l'air, pour les rayons jaunes, dans ces conditions, pouvait être représenté approximativement par le nombre 0,000128, le pouvoir rotatoire magnétique du sulfure de carbone liquide pour la lumière jaune D étant pris comme unité.

Nous avons montré en outre ([2]) comment l'action magnétique terrestre agissait pour faire tourner le plan de polarisation d'un rayon lumineux traversant une colonne de sulfure de carbone liquide, et nous avons mesuré cette action. La rotation magnétique qui correspond à une colonne horizontale de 1^{m} de sulfure de carbone est envi-

---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 709, et *Journal de Physique*, t. VIII, p. 198.

([2]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 1075.

ron 1′,4 pour la lumière jaune; on en déduit que 1^{m} d'air, à la température ordinaire et à la pression de 760^{mm}, donnerait lieu à une rotation du plan de polarisation de 0′,00018 pour les rayons jaunes, dans le sens direct pour un observateur qui aurait la tête vers le nord et les pieds vers le sud.

Si la lumière que nous étudions venait d'un point unique situé à une distance déterminée, on pourrait, avec les nombres précédents, calculer la rotation magnétique que subiraient les rayons lumineux en traversant une épaisseur d'air connue. On en est réduit à faire diverses hypothèses et à voir jusqu'à quel point les nombres auxquels on est conduit concordent avec les expériences.

On peut d'abord calculer approximativement l'effet qui serait produit sur un rayon lumineux traversant la totalité de l'atmosphère. Les nombres ainsi obtenus sont des nombres maxima. Supposons que la masse atmosphérique soit remplacée par une couche sphérique et homogène, contenant de l'air à 760^{mm} de pression et à la température de 0°; comme on connaît le poids de la colonne d'air qui pèse sur la terre, on en déduit que cette couche hypothétique serait de 7951^{m}. Il est, dès lors, facile de calculer quelle serait l'épaisseur de la couche d'air traversée par un rayon lumineux venant d'une direction déterminée; la rotation magnétique est proportionnelle à cette épaisseur. Ce calcul a été appliqué aux rayons jaunes correspondant à la raie D du spectre solaire, et l'on a déduit la rotation qui correspondrait à la raie G en faisant usage des formules de dispersion qui résultent de nos recherches sur ce point [1].

Près de l'horizon il faut tenir compte de la réfraction atmosphérique, qui a une grande influence sur les épaisseurs traversées. Les calculs ont été faits en supposant l'effet constamment dû à la composante horizontale magné-

---

[1] *Journal de Physique*, t. VIII, p. 198.

tique de la Terre. La variation d'inclinaison sur l'axe magnétique terrestre, lorsqu'on s'élève au-dessus de l'horizon, introduit une correction additive si l'on vise au sud et soustractive si l'on vise au nord. Cette correction figure dans les deux dernières colonnes du Tableau qui suit :

DISTANCE ZÉNITHALE des points visés		ÉPAISSEURS atmosphériques calculées.	ROTATIONS magnétiques calculées.		CORRECTIONS dues à l'inclinaison sur l'horizon.	
vraie.	apparente.		Raie D.	Raie G.	Raie D.	Raie G.
90°	89°.32'.45"	318274^m	0°.57',3	1°.47',2	0'	0'
89	88.38.45	225989	0.40,7	1.15,9	± 1,5	± 2,9
88	87.42.50	165845	0.29,8	0.55,7	± 2,3	± 4,3
87	86.46.28	127585	0.22,9	0.42,8	± 2,6	± 4,7
86	85.48.43	98490	0.17,7	0.30,9	± 2,6	± 4,8
85	84.50.28	85739	0.15,4	0.28,8	± 2,7	± 5,4
"	"	"	"	"	"	"
0	0. 0. 0	7951	"	"	"	"

Les rotations maxima ainsi calculées sont du même ordre de grandeur que les rotations trouvées par expérience.

L'hypothèse sur laquelle est fondé le calcul qui précède ne peut conduire qu'à des nombres trop grands, car il est évident que les rayons lumineux venant de l'atmosphère elle-même ne peuvent subir une action qui correspondrait à un passage à travers la totalité de l'atmosphère. Ajoutons encore que les nombres précédents ne sont qu'approchés à $\frac{2}{10}$ ou $\frac{3}{10}$ de leur valeur, les données du calcul ayant été déduites de très petites rotations pour lesquelles on ne peut répondre d'une plus grande approximation.

La présence d'une plus ou moins grande quantité de vapeur d'eau dans l'air ne doit avoir qu'une influence inappréciable sur la grandeur de la rotation magnétique.

Pour se rapprocher de la réalité, il faudrait pouvoir con-

naître la distribution de la masse atmosphérique suivant les directions des rayons lumineux, et peut-être tenir compte d'une variation possible du pouvoir rotatoire magnétique de l'air lorsque la température s'abaisse considérablement. On ne peut faire à ce sujet que des hypothèses, qui conduisent toutes à des nombres de l'ordre de grandeur de ceux que nous avons trouvés par expérience; mais les raisonnements ne sont pas établis sur des données assez précises pour être rapportés ici.

Nous ajouterons seulement que, dans une direction voisine de l'horizon, la masse d'air traversée est considérable et que la plus grande partie de cette masse est voisine de l'observateur. Ainsi, dans un plan horizontal, il faudrait s'éloigner d'environ 120^{km} pour trouver un abaissement de pression barométrique de 10^{mm} et de 270^{km} pour que la pression atmosphérique soit réduite de moitié. Ces considérations permettent de comprendre comment les rotations trouvées par expérience sont aussi voisines des rotations limites calculées; il suffirait d'admettre que les rayons polarisés nous viennent en grande partie des régions supérieures de l'atmosphère.

Observons encore que les nombres obtenus semblent se rapporter à des rayons lumineux d'une réfrangibilité comprise entre celles de la raie D et de la raie G, ce qui est conforme aux résultats trouvés plus haut pour la lumière blanche, résultats intermédiaires entre ceux qui se déduisent de l'observation des rayons rouges et des rayons bleus.

On devrait obtenir pour les plans de polarisation des rayons de diverses couleurs des rotations sensiblement en raison inverse des carrés des longueurs d'onde. Nous avons bien observé, pour ces plans, des directions différentes, mais les rotations sont relativement considérables et paraissent tenir à une réflexion inégale des rayons de diverses couleurs sur l'atmosphère. Ce phénomène masque la rotation magnétique.

En résumé, nous avons constaté l'existence d'une perturbation dans la marche régulière du plan de polarisation de l'atmosphère lorsque le Soleil se déplace dans le cours d'une journée. Cette perturbation peut s'expliquer en partie par un effet de polarisation rotatoire magnétique sur des rayons lumineux qui traversent une couche d'air soumise à l'influence magnétique terrestre. Cependant la faible valeur des nombres trouvés par expérience et l'absence de données précises sur les épaisseurs atmosphériques traversées par la lumière étudiée ne permettent pas de décider si l'action magnétique est la seule cause des effets observés. Nous continuons, du reste, ces recherches, qui feront l'objet d'un autre Mémoire.

CONCLUSIONS.

Le présent travail nous a conduit à reconnaître plusieurs faits nouveaux :

1° L'existence d'un angle variable entre le plan du Soleil et le plan de polarisation de l'atmosphère en un même point;

2° La variation périodique de cet angle qui, dans le cours d'une journée, présente des maxima et des minima; ce phénomène paraît lié aux conditions variables d'illumination de l'atmosphère, lorsque le Soleil s'élève ou s'abaisse sur l'horizon;

3° La manifestation d'une influence magnétique de la Terre sur l'atmosphère, influence à laquelle on peut attribuer une petite déviation du plan de polarisation de la lumière.

EXTENSION DE LA MÉTHODE DE GAUSS AUX MIROIRS SPHÉRIQUES CENTRÉS;

Par M. Marcel CROULLEBOIS.

Au Tome XIII des *Annales de Chimie et de Physique* (avril 1878), M. Bertin a fait une étude élégante de la théorie des lentilles épaisses d'après Gauss, en s'inspirant d'une méthode géométrique due à M. Newmann. Il a montré que les éléments *cardinaux* de tout système dioptrique *centré*, quelque compliqué qu'il soit, sont les mêmes que ceux d'une lentille simple, à savoir : deux points *principaux* ou *nodaux*, et deux points *focaux*. Ce principe de la réduction d'un nombre quelconque de lentilles de toute espèce à une seule équivalente (que l'on peut elle-même choisir d'une infinité de manières (¹), est d'une utilité évidente dans la théorie des instruments d'Optique, et surtout dans la théorie de l'œil. J'ai pensé qu'il y avait intérêt à étendre ce principe à l'association de miroirs sphériques centrés, pour servir, en particulier, à l'étude des télescopes de Grégori et de Cassegrain. Les résultats obtenus dans cette voie se présentent sous la même forme et avec le même degré de simplicité que pour les lentilles. Le lecteur sera frappé de l'analogie et du parallélisme complet que l'on peut établir entre les deux théories de la formation des images par réflexion et par réfraction. Ce parallélisme, déjà signalé par quelques auteurs, n'a jamais été développé d'une manière suffisante (²).

(¹) *Voir* Helmholtz, traduction Javal, *Optique physiologique*, p. 81. — De Lisleferme, *Journal d'Almeida*, t. III, p. 57.

(²) A. Martin, *Annales de Chimie et de Physique*, 4ᵉ série, t. X, p. 386 et suiv.

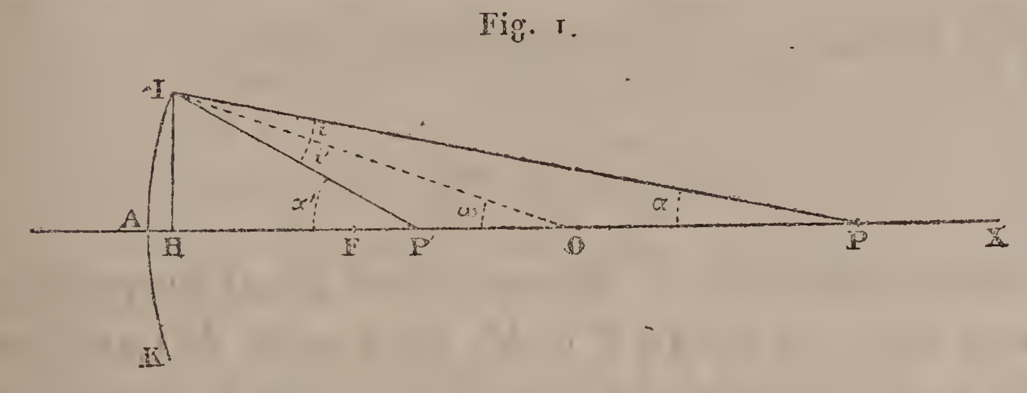
J'aurai recours à une méthode géométrique différente de celle de Newmann et peut-être plus féconde.

J'examinerai successivement la réflexion sur une surface et sur deux surfaces sphériques, et je supposerai que l'amplitude des miroirs est très faible, condition qui est toujours satisfaite dans la pratique.

1. *Réflexion sur une surface.*

Foyers conjugués. — Soit IAK la section diamétrale d'une calotte sphérique dont le centre est en O (*fig.* 1) et

Fig. 1.



le pôle en A. Un point P, placé sur l'axe principal, enverra des rayons dans tous les sens. Considérons un de ces rayons, PI, tombant sur le miroir concave IAK, et le rayon réfléchi correspondant IP'. Appelons i l'angle d'incidence, α, α', ω les angles en P, P', O; on a, d'après la figure,

$$i = \omega - \alpha = \alpha' - \omega.$$

On mesurera ces trois angles α, α', ω au moyen des trois longueurs $AP = p$, $AP' = p'$ et $AO = R$, car, si nous abaissons la perpendiculaire IH sur l'axe, nous pourrons écrire, en substituant aux angles leurs tangentes et négligeant le sinus verse AH,

$$\alpha = \frac{IH}{p}, \quad \alpha' = \frac{IH}{p'}, \quad \omega = \frac{IH}{R},$$

d'où

$$(1) \qquad \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{2}{R}.$$

Telle est la formule classique des foyers conjugués.

La valeur de p' est indépendante de la direction du rayon incident; on en conclut que des rayons *homocentriques*, qui tombent sur un miroir sous des angles d'incidence très petits, restent *homocentriques* après la réflexion. Les points P et P′ sont dits *foyers conjugués* ou *images* l'un de l'autre.

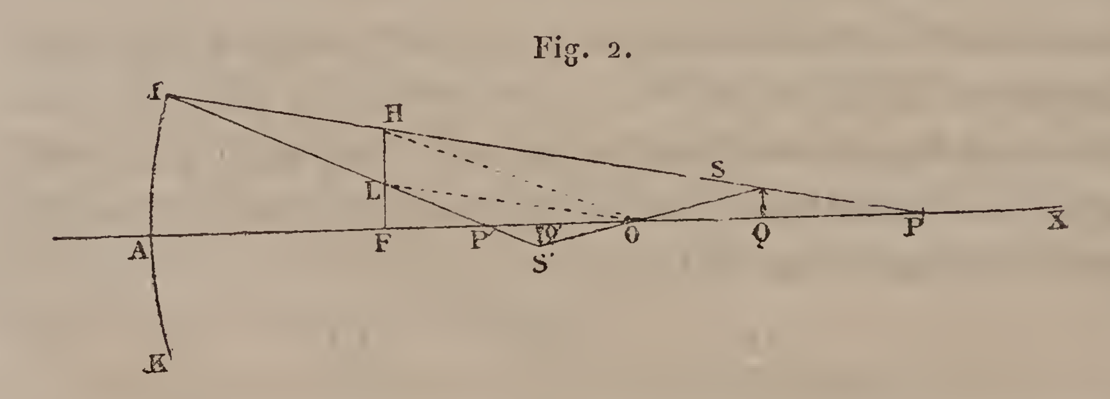
Point focal. — Si le point P s'éloigne à l'infini dans le sens AX, les rayons incidents parallèles à l'axe concourent au *point focal* F, également distant du pôle et du centre du miroir : AF est la *longueur focale*, qui a pour valeur $\frac{R}{2}$. Posons $f = \frac{R}{2}$; la formule (1) s'écrit

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = \frac{1}{f}. \tag{2}$$

Plans conjugués. — Menons deux plans perpendiculaires à l'axe aux points P et P′. Tout point de l'un de ces plans a son conjugué ou son image dans le second sur l'*axe secondaire* correspondant. Les images contenues dans ces plans sont semblables et le *centre de similitude* ou *nœud* est en O. Ces plans sont dits *conjugués* l'un de l'autre.

Plan focal. — On appelle *plan focal* un plan, perpendiculaire à l'axe principal, mené par le point focal F. Les

Fig. 2.



portions de ce plan rapprochées du point F jouissent d'une propriété importante (*fig.* 2).

Soit SI un rayon incident quelconque. L'axe secondaire

OL, parallèle à SI, joue évidemment le rôle d'un axe principal, et le point L, où cet axe secondaire perce le plan focal, joue le rôle de foyer principal par rapport au faisceau cylindrique de rayons parallèles à SI; le rayon réfléchi correspondant passera par le point L. Donc le *plan focal* est le lieu des points où viennent concourir, après la réflexion, les rayons lumineux incidents parallèles aux divers axes secondaires.

On peut dire encore : le *plan focal* est le lieu des points d'où émanent les rayons lumineux qui sont réfléchis parallèlement à l'axe secondaire correspondant.

Construction des rayons conjugués. — Cette double propriété du plan focal est utile à connaître, car elle permet de construire le rayon réfléchi correspondant à un rayon incident quelconque et, en particulier, de déterminer le foyer conjugué d'un point lumineux situé sur l'axe principal.

Soit SI le rayon incident (*fig.* 2); il s'agit de trouver le rayon réfléchi correspondant. Graphiquement, on aura deux moyens :

1° Traçons l'axe secondaire OL, parallèle à SI; L est le foyer des rayons parallèles à SI, et, par suite, IL est le rayon réfléchi.

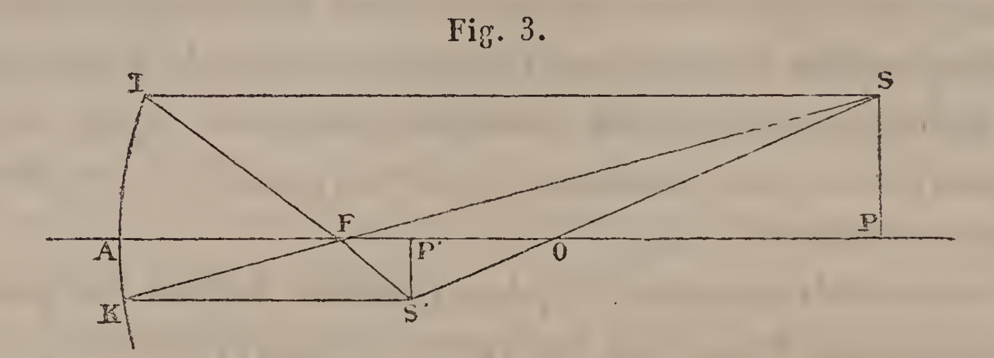
2° Le rayon incident peut être considéré comme émanant du point H, situé dans le plan focal, et par suite il doit se réfléchir suivant IL, parallèle à l'axe secondaire correspondant HO.

Le point P, situé sur l'axe principal, a évidemment pour conjugué P'; le point S, situé en dehors de l'axe, a pour conjugué S' sur l'axe secondaire correspondant SOS'.

Construction des images. — Pour construire l'image d'un objet il suffit de construire l'image de ses différents points. On vient de voir comment s'obtient l'image d'un point situé sur l'axe principal ou en dehors de cet axe; la question est donc résolue. Mais on peut construire l'image

d'une autre manière (*fig.* 3). Soit S un point hors de l'axe; menons le rayon incident SI parallèle à l'axe : le rayon réfléchi IFS′ passe par le point focal F. D'autre part,

Fig. 3.



menons le rayon incident SFK par le point focal : le rayon réfléchi KS′ est parallèle à l'axe. L'intersection S′ de ces deux rayons est l'image de S.

Soit la flèche SP, perpendiculaire à l'axe; d'après la propriété des plans conjugués, son image aura la même direction et s'obtiendra en menant S′P′ perpendiculaire à l'axe AX.

Grandeur de l'image. — Posons SP = O, S′P′ = I. Les deux triangles rectangles semblables SIK, FAK donnent

$$(3) \qquad \frac{p}{f} = \frac{I + O}{I}.$$

Les deux autres triangles semblables IKS′, IAF donnent pareillement

$$(4) \qquad \frac{p'}{f} = \frac{I + O}{O}.$$

Comparant (3) et (4), on a pour la grandeur relative de l'image

$$(5) \qquad \frac{I}{O} = \frac{p'}{p} \quad \text{ou} \quad p'O = pI.$$

D'autre part, posons FP = d, FP′ = d'; les deux triangles semblables SFP, AFK donnent

$$\frac{I}{O} = \frac{f}{d}.$$

Les deux autres IFA, S′FP′ fournissent également

$$\frac{I}{O} = \frac{d'}{f},$$

ce qui conduit à l'égalité de rapports

$$\frac{I}{O} = \frac{f}{d} = \frac{d'}{f}. \tag{6}$$

Ces deux équations (5) et (6) offrent une expression très simple du *grossissement linéaire* produit par une seule surface réfléchissante.

Équation de Newton. — En additionnant membre à membre les relations (3) et (4), on retombe sur la formule *classique* (2). En combinant les relations (6), on obtient la formule simplifiée, ou *formule de Newton*,

$$dd' = f^2.$$

2. *Réflexion sur deux surfaces sphériques.*

La lumière suit une route plus compliquée quand, au lieu de rencontrer un seul miroir, elle se trouve ballottée entre plusieurs surfaces réfléchissantes. Nous supposerons que les *centres* ou les *nœuds* de ces miroirs se trouvent alignés sur une même droite appelée l'*axe optique principal* du système. Les systèmes de miroirs dans lesquels cette condition est remplie sont dits *centrés*.

Points conjugués. — Nous avons vu, dans le paragraphe précédent, que la réflexion par une seule surface sphérique transforme un cône de rayons émanant réellement ou virtuellement d'un point lumineux P en un second cône dont les rayons convergent réellement ou virtuellement en un autre point P′, appelé le *conjugué* ou l'*image de* P. La réflexion a-t-elle lieu par une seconde surface sphérique, le point P′ a, par rapport à ce nouveau miroir, un point conjugué P″ qui est l'image de P′ et par conséquent de P. Ainsi,

des rayons homocentriques qui tombent sur le système optique en faisant de petits angles d'incidence avec son axe restent homocentriques après chaque réflexion et rejaillissent homocentriquement du dernier miroir. Les sommets de ces cônes sont *points conjugués.*

Points focaux. — Il y a aussi des points focaux. Si le point P, placé sur l'axe principal, s'éloigne à l'infini, le point P'' tend vers un point limite Φ', qui est le *second point focal* du système. Inversement, si le point P'' s'éloigne à l'infini, son conjugué P tend vers un point limite Φ, qui est le *premier point focal.*

Il est facile de concevoir *a priori* et indépendamment de l'expérience l'existence nécessaire de ces points focaux. En effet, on peut toujours trouver sur l'axe un point tel que son conjugué par rapport au premier miroir soit précisément en coïncidence avec le point focal du second. De même, si l'on fait passer le point lumineux de l'autre côté du système, il sera possible d'assigner la position d'un point tel que son conjugué par rapport au second miroir soit point focal du premier. Dans les deux cas, les rayons définitivement réfléchis se propagent parallèlement à l'axe.

Plans conjugués. — Quand la lumière incidente appartient à une série de points qui sont tous situés dans un même plan perpendiculaire à l'axe optique, nous savons qu'après la première réflexion les points conjugués se trouvent de nouveau tous dans un même plan perpendiculaire à l'axe et que leur distribution est géométriquement semblable à celle des premiers points. Il en sera par conséquent de même après chacune des réflexions suivantes, et la dernière image sera aussi géométriquement semblable à la première et placée dans un plan perpendiculaire à l'axe optique. Le plan de l'objet et celui de l'image extrême sont dits *plans conjugués.*

Plans focaux. — Menons par les points Φ et Φ' deux

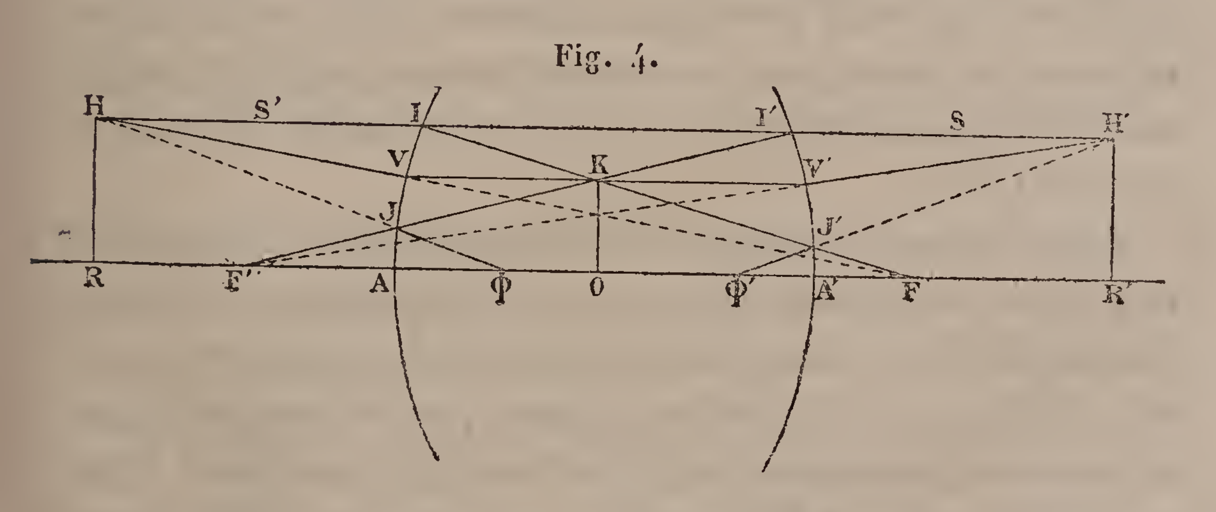
plans perpendiculaires à l'axe; nous aurons le premier et le second plan focal.

Le *premier plan focal* est le lieu des points où se croisent les rayons incidents qui rejaillissent du dernier miroir en faisceaux parallèles.

Le *second plan focal* est le lieu des points où se croisent, après la dernière réflexion, les rayons qui tombent sur le premier miroir en faisceaux parallèles.

Plans principaux. — Pour le cas d'une surface réfléchissante unique, on peut considérer, dans les limites d'approximation admises, le rayon incident et le rayon réfléchi comme coupant au même point le plan tangent au pôle de la surface. Lorsque le rayon se réfléchit sur deux ou un plus grand nombre de miroirs, on ne peut avoir un plan unique doué de la même propriété. Mais, ainsi que Gauss l'a fait pour les associations de lentilles, je vais démontrer l'existence de deux plans tout à fait caractéristiques qui jouent un rôle analogue à celui du plan tangent au pôle de la surface. Effectivement, ces plans sont perpendiculaires à l'axe, et ils sont rencontrés à la même distance et du même côté de cet axe, le premier par le rayon incident, le second par le dernier rayon réfléchi.

Fig. 4.



Soient (*fig.* 4) A et A' les pôles des deux miroirs, F et F' leurs points focaux. Traçons une droite indéfinie SS', parallèle à l'axe et rencontrant les miroirs en I et en I'.

Si SI est un rayon incident, le rayon réfléchi sur le miroir A est IF; si S′I′ est un rayon incident, il se réfléchit suivant I′F′. Du point K, intersection de ces deux rayons réfléchis IF, I′F′, abaissons la perpendiculaire KO sur l'axe principal. Je dis que le point O est le même pour tous les rayons parallèles à l'axe. En effet, il résulte de la construction que les deux triangles rectangles IAF, KOF sont semblables et donnent l'égalité de rapports

$$\frac{\mathrm{IA}}{\mathrm{KO}} = \frac{\mathrm{AF}}{\mathrm{OF}}.$$

Les deux autres triangles I′A′F′, KOF′ sont aussi semblables et fournissent pareillement

$$\frac{\mathrm{I'A'} \text{ ou } \mathrm{IA}}{\mathrm{KO}} = \frac{\mathrm{A'F'}}{\mathrm{OF'}},$$

et par suite

$$\frac{\mathrm{AF}}{\mathrm{OF}} = \frac{\mathrm{A'F'}}{\mathrm{OF'}},$$

d'où

$$\frac{\mathrm{AO}}{\mathrm{A'O}} = \frac{\mathrm{AF}}{\mathrm{A'F'}} = \frac{f}{f'}.$$

Ainsi le point O partage la distance ($\mathrm{AA'} = d$) des deux miroirs en deux parties respectivement proportionnelles aux longueurs focales f et f' de ces miroirs. C'est donc un point fixe.

Actuellement, regardons la perpendiculaire KO comme une ligne lumineuse fixe, et, en particulier, cherchons l'image de K, d'abord dans le miroir A, puis dans le miroir A′. Le rayon KI prolongé passe par le foyer principal, et par conséquent se réfléchit suivant IS, parallèle à l'axe; un autre rayon KV, parallèle à l'axe, se réfléchit suivant VF. L'image de K, vue dans le miroir A, est donc en H au point d'intersection des prolongements de ces deux rayons réfléchis. Par une construction identique, on

reconnaît que l'image de K, vue dans le miroir A′, est en H′, au point d'entre-croisement des prolongements géométriques des deux rayons réfléchis I′S′ et V′F′. Abaissons HR, H′R′ perpendiculaires sur l'axe principal; d'après la propriété des plans conjugués, HR est l'image de la ligne lumineuse KO dans le miroir A, et H′R′ l'image de la même droite dans le miroir A′. Ainsi, un faisceau de lumière incidente qui converge en H se convertit, après la première réflexion, en un faisceau de rayons qui convergent en K; leurs prolongements forment un second cône qui diverge du point K et se réfléchit sur le second miroir en divergeant du point H′. Les points H et H′ sont donc images l'un de l'autre à travers l'ensemble du système réflecteur, et ils sont situés du même côté et à même distance de l'axe. Enfin, que l'on conçoive deux plans, menés par R et R′ perpendiculairement à l'axe; il est clair que, pour raison de symétrie, ils sont percés, le premier par le rayon incident, le second par le rayon définitivement réfléchi, en deux points situés sur une même parallèle à l'axe principal. Ces plans sont donc *plans principaux*, d'après la dénomination de Gauss; HR est le *premier plan principal*, H′R′ le second. Chacun d'eux est *l'image optique de l'autre;* ce sont même les deux seules images conjuguées qui aient la même grandeur et la même direction; R est le premier point principal, R′ le second.

Quand on connaît la position des points principaux R et R′, il est facile de déterminer géométriquement la position des deux points focaux Φ et Φ′. Soit (*fig.* 4) un rayon incident SI parallèle à l'axe; il se réfléchit suivant IF et rencontre en J′ le second miroir A′. Le point J′ appartient évidemment au rayon définitif; d'ailleurs, le rayon incident perce le second plan principal en H′, qui se trouve nécessairement aussi sur la direction du rayon deux fois réfléchi. Ce dernier est donc H′J′Φ′; Φ′ est le

second point focal. On trouverait de la même manière le premier point focal Φ, en traçant $HJ\Phi$.

Pour déterminer les points principaux et focaux, il suffit de connaître d'une part les distances des points principaux aux pôles correspondants des miroirs et d'autre part les distances mutuelles des points principaux et focaux, c'est-à-dire les longueurs focales $R\Phi$ et $R'\Phi'$.

Calculons d'abord les distances AR, A'R'. On peut remarquer que les points O et R sont conjugués par rapport au miroir A et que l'on a, d'après la *formule classique* des miroirs, en tenant compte des conventions adoptées sur les signes,

$$\frac{1}{AO} - \frac{1}{AR} = \frac{1}{f},$$

d'où

$$AR = \frac{f + AO}{f \times AO};$$

de même O et R' sont conjugués par rapport au miroir A', et l'on a

$$A'R' = \frac{f' \times AO}{f' - A'O}.$$

Précédemment on a trouvé

$$\frac{AO}{A'O} = \frac{f}{f'},$$

avec la condition

$$AO + A'O = d.$$

On en déduit séparément

$$AO = \frac{d.f}{f + f'}, \quad A'O = \frac{d.f'}{f + f'},$$

d'où, successivement,

$$h_1 = AR = d\frac{f}{f + f' - d},$$

et

$$h_2 = \mathrm{A'R'} = d \cdot \frac{f'}{f + f' - d}.$$

En second lieu, calculons les longueurs focales. Les deux triangles rectangles semblables HRΦ, JAΦ donnent

$$\frac{\mathrm{HR}}{\mathrm{JA}} = \frac{\mathrm{R\Phi}}{\mathrm{A\Phi}}.$$

Les deux autres triangles semblables I′A′F′ et JAF′ donnent pareillement

$$\frac{\mathrm{I'A'} \text{ ou } \mathrm{HR}}{\mathrm{JA}} = \frac{\mathrm{A'F'}}{\mathrm{AF'}},$$

d'où

$$\frac{\mathrm{R\Phi}}{\mathrm{A\Phi}} = \frac{\mathrm{A'F'}}{\mathrm{AF'}}$$

et

$$\frac{\mathrm{R\Phi}}{\mathrm{R\Phi} - \mathrm{A\Phi}} = \frac{\mathrm{A'F'}}{\mathrm{A'F'} - \mathrm{AF'}},$$

ou

$$\mathrm{R\Phi} = \mathrm{AR}\,\frac{\mathrm{A'F'}}{\mathrm{AA'}}.$$

Substituant les valeurs convenues ou calculées dans le second membre, il vient, pour la distance focale $\mathrm{R\Phi} = \varphi$,

$$\varphi = \frac{ff'}{f + f' - d}.$$

On trouverait de même, pour $\mathrm{R'\Phi'} = \varphi'$,

$$\varphi' = \frac{ff'}{f + f' - d}.$$

Les deux distances focales sont égales, absolument comme dans le cas de l'association de lentilles placées dans l'air.

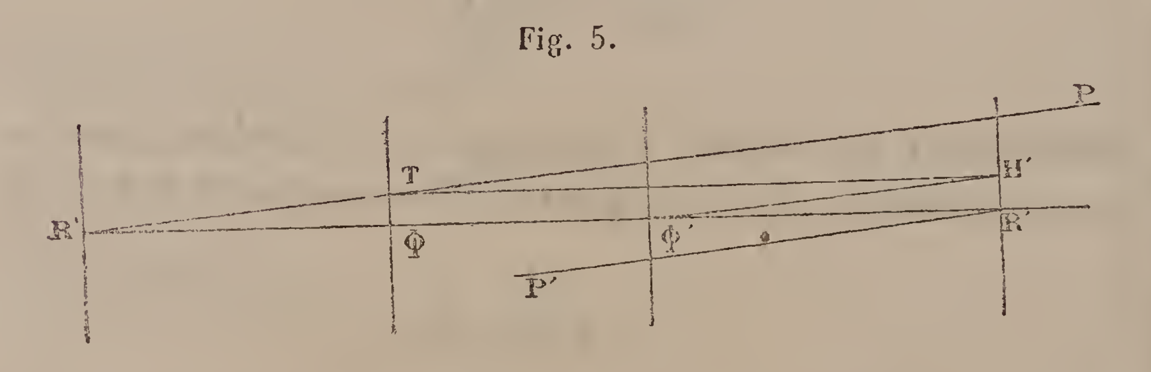
En troisième lieu, on obtient pour la distance mu-

tuelle Δ des points principaux, c'est-à-dire $h_1 + h_2 + d$,

$$\Delta = \frac{2d\left(f + f' - \frac{d}{2}\right)}{f + f' - d}.$$

Points nodaux. — Dans le cas d'un seul miroir, nous avons vu qu'un rayon passant par le centre de courbure ne subissait pas de déviation; ceci nous donnait immédiatement la direction d'un rayon réfléchi, et il suffisait d'en tracer un second pour déterminer l'image du point. Dans le cas de l'association de miroirs, on ne peut avoir un point unique doué de la même propriété; mais il est facile de constater que les deux points principaux R et R′ jouent un rôle analogue et sont en conséquence des *points nodaux*. Effectivement, tout rayon dirigé vers le premier point principal donne, après la dernière réflexion, un rayon qui passe par le deuxième et est parallèle au rayon incident. Soient Φ et Φ', R et R′ les éléments cardinaux du système, c'est-à-dire les deux plans focaux et les deux plans principaux (*fig.* 5). Considérons un rayon

Fig. 5.



quelconque PR passant par le premier point principal R; je dis que son conjugué P′R′ lui sera parallèle. En effet, PR perce le premier plan focal Φ en un point T qui, considéré comme un point lumineux, émet des rayons tous parallèles entre eux à la sortie des miroirs. L'un d'eux TH′, parallèle à l'axe, se réfléchit en H′Φ', passant par le second point focal Φ' du système; donc P′R′ est parallèle

à H′Φ′. Mais, à cause de l'égalité des distances focales, H′Φ′ est parallèle à PR et il en est de même de P′R′, ce qu'il fallait démontrer.

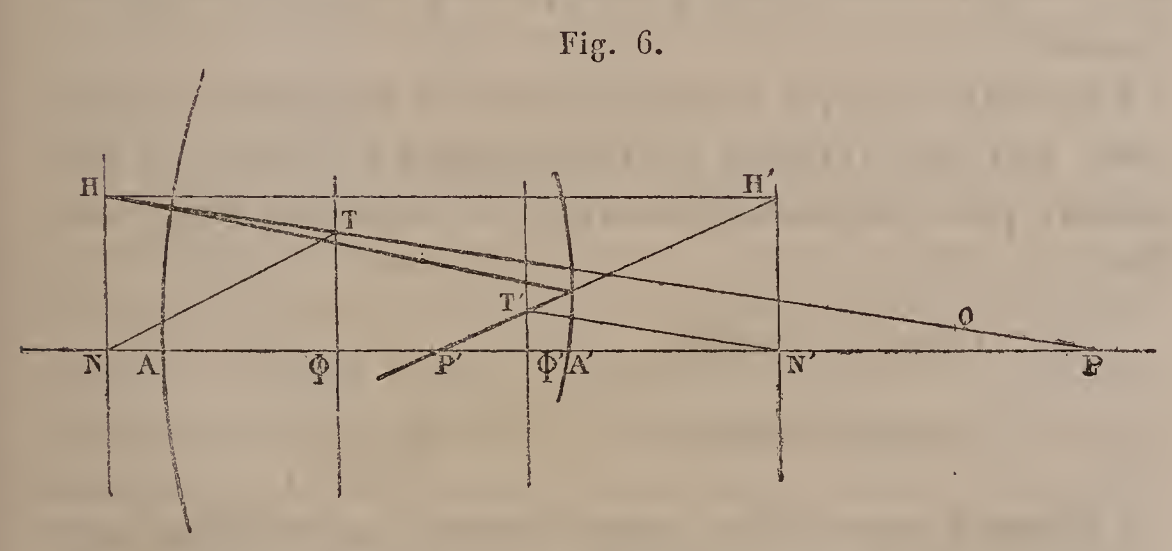
Ces deux rayons PR, P′R′ portent le nom de *directrices*. Comme pour les lentilles, il y a à considérer la première et la deuxième directrice.

En utilisant les propriétés des points nodaux, on construit d'une manière élégante et rapide : 1° le conjugué d'un rayon incident quelconque; 2° l'image d'un point placé d'une manière quelconque.

1° Soit PH (*fig.* 6) un rayon incident qui rencontre le premier point focal en T et le premier plan principal en H. Tout rayon issu de T est parallèle, après deux réflexions, à la première directrice TN; le point H ayant pour conjugué H′, le rayon deux fois réfléchi est H′P′, parallèle à TN.

Autrement, tirons la directrice N′T′ parallèle à PH; cette ligne coupe en T′ le second plan focal, et c'est en T′ que viennent concourir tous les rayons incidents parallèles à PH; H′T′ est le rayon deux fois réfléchi.

Fig. 6.

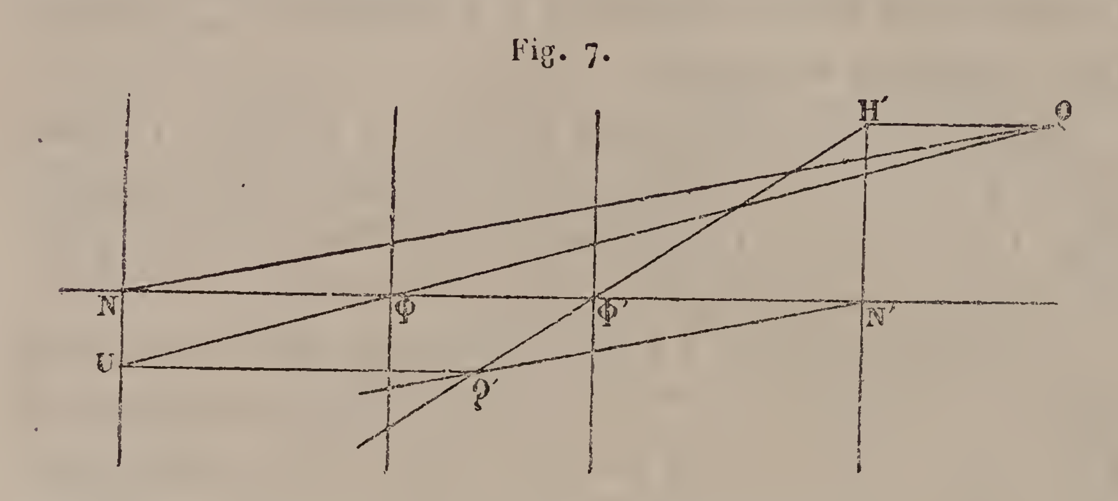


La vraie route du rayon est marquée par des traits forts.

2° Soit Q (*fig.* 7) un point lumineux hors de l'axe; on trace QH′ parallèle à l'axe, qui donne le rayon deux fois réfléchi H′Φ′; puis on tire le couple de directrices QN, Q′N′. L'intersection de la deuxième directrice N′Q′ avec H′Φ′ donne en Q′ l'image de Q. On peut aussi tracer

$Q\Phi$, passant par le premier point focal; ce rayon incident donne le rayon définitif UQ', parallèle à l'axe. L'intersection de ce dernier avec la directrice $N'Q'$ donne l'image cherchée. Le système de deux ou d'un nombre quelconque

Fig. 7.



de surfaces sphériques réfléchissantes peut donc être remplacé par un système composé de :

1° Quatre points, savoir, deux points *principaux* ou *nodaux,* deux points *focaux;*

2° Quatre *plans* perpendiculaires à l'axe commun, qui comprennent deux plans *principaux,* deux plans *focaux.*

Les équations qui se rapportent soit aux points conjugués, soit aux images, sont identiques à celles que l'on obtient pour les lentilles simples ou associées dans l'air. On a :

Formule classique........ $\frac{1}{p}+\frac{1}{p'}=\frac{1}{f}$

Formule simplifiée....... $dd'=f^2$

Cela posé, nous allons examiner trois associations particulières de miroirs qui répondent à trois cas de la pratique : le télescope de Newton, celui de Grégori et celui de Cassegrain.

1° *Télescope de Newton.* — L'objectif ou télescope de Newton est formé par l'association de deux miroirs, l'un concave, l'autre plan, placés à une distance l'un de

l'autre inférieure à la distance focale du premier miroir. Dans ce cas, il faut faire $f' = \infty$ dans nos formules, ce qui donne, pour la longueur focale φ,

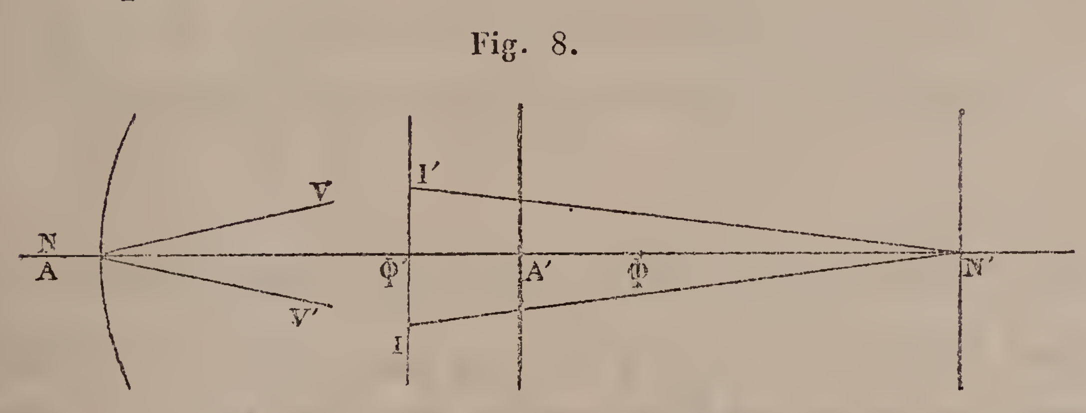
$$\varphi = f,$$

puis

$$h_1 = 0,$$
$$h_2 = d.$$

Ainsi, le premier point principal coïncide avec le sommet du miroir concave; le second point principal (*fig.* 8) est en arrière et à une distance d du miroir plan. Le premier point focal coïncide avec le foyer principal du miroir concave; le second est en avant et à une distance $d - f$ du miroir plan.

Fig. 8.



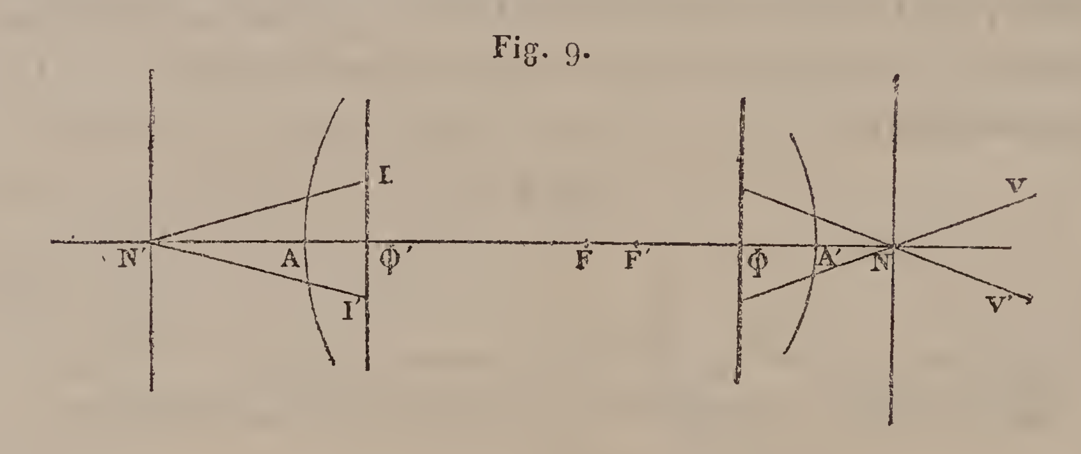
Les télescopes étant des instruments appropriés à la vision d'objets infiniment éloignés, tels que les astres, la construction de l'image se simplifie notablement. Traçons les deux directrices NV, NV', qui par leur angle VNV' définissent le diamètre apparent de l'objet, puis les directrices correspondantes N'I, N'I'. Ces dernières rencontrent le second plan focal en I et en I'; II' est l'image cherchée. Cette image, rendue horizontale par une inclinaison de 45° attribuée au miroir plan, est ensuite contemplée avec un oculaire simple ou multiple de longueur focale F. Si cet oculaire est ajusté pour un œil doué d'une distance infinie de vision distincte, on aura le grossissement angulaire *vraiment spécifique* du système en comparant le diamètre apparent

de l'objet à travers l'instrument au diamètre apparent de ce même objet à l'œil nu. Le grossissement G sera donné par le rapport

$$\frac{f}{F}.$$

2° *Télescope de Grégori.* — L'objectif du télescope de Grégori est formé par l'association de deux miroirs A et A′, tous deux concaves vers les rayons incidents (*fig.* 9). La somme des longueurs focales f et f' est inférieure à leur distance mutuelle d; il en résulte pour φ, h_1 et h_2 des valeurs négatives. Le premier point prin-

Fig. 9.



cipal est donc en N à droite du miroir A et le second point principal en N′ à gauche du miroir A′; de plus, ces deux points nodaux sont tous deux situés en dehors des miroirs. Enfin le premier point focal Φ est à gauche du premier nodal N et le second point focal Φ′ à droite du second point nodal N′. Soit VNV′ le diamètre apparent de l'objet; on mènera les directrices correspondantes N′I et N′I′ jusqu'à la rencontre du second plan focal en I et en I′; on obtiendra en II′ une image droite, dont le diamètre apparent sera

$$\frac{II'}{\varphi}.$$

Supposons que l'on regarde cette image ainsi préparée à travers un oculaire de distance focale F et avec un œil

infiniment presbyte; on la verra sous un diamètre apparent égal à

$$\frac{II'}{F}.$$

Conformément à la définition, le grossissement G du système a pour valeur

$$\frac{\varphi}{F}.$$

Mais on a trouvé plus haut, dans le cas le plus général,

$$\varphi = \frac{ff'}{f+f'-d},$$

ou, si δ est la distance des foyers des deux miroirs conjugués,

$$\varphi = \frac{ff'}{-\delta}.$$

Le grossissement s'exprimera donc par la formule très simple

$$G = -\frac{ff'}{\delta F} = -\frac{RR'}{4\delta F},$$

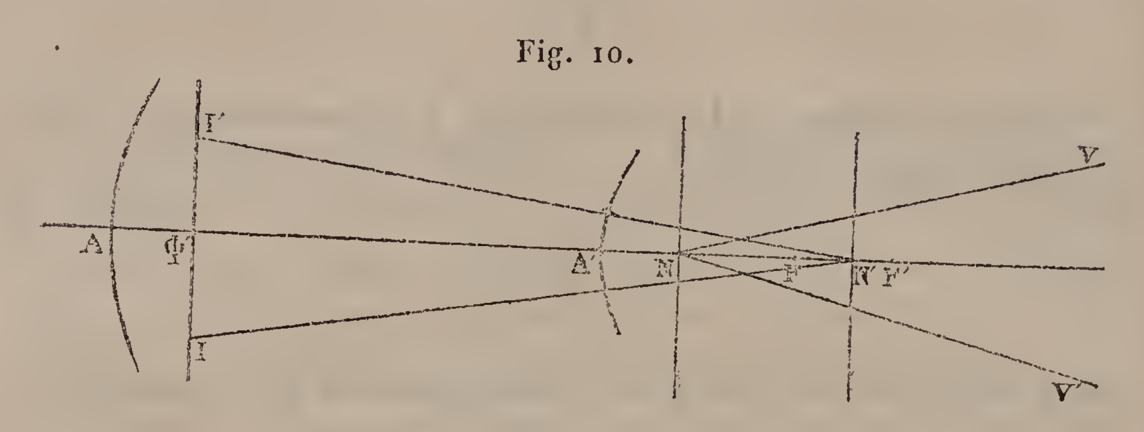
R et R′ étant les rayons de courbure de ces miroirs.

3° *Télescope de Cassegrain.* — Le télescope de Cassegrain est formé par l'association de deux miroirs, l'un concave A, l'autre convexe A′. Le foyer du miroir convexe est au delà de celui du miroir concave (*fig.* 10). Pour trouver la place des éléments cardinaux, il faut changer f' en $-f'$ dans nos formules. Alors h_1 est négatif, h_2 et φ sont positifs. Le premier point principal est en N à droite du miroir A et le second point principal en N′, également à droite du miroir A′; de plus, ces deux points nodaux sont tous deux situés en dehors et d'un même côté des miroirs. Enfin, le premier point

focal Φ est à droite du premier point nodal N, et le second point focal Φ' à gauche du second point nodal N'.

Il en résulte évidemment que l'image est renversée. Le

Fig. 10.



grossissement spécifique angulaire est donné par une formule identique (sauf le signe) à celle que nous avons trouvée pour le télescope de Grégori :

$$G = \frac{RR'}{4\delta F}.$$

Remarque. — D'après les conventions adoptées sur le sens des longueurs positives, le signe +, dans l'expression du grossissement, indique que l'image est renversée, et le signe — qu'elle est droite.

MÉMOIRE
SUR DIVERS DÉRIVÉS DE L'ESSENCE DE TÉRÉBENTHINE ET DU CYMÈNE;

Par M. J. de MONTGOLFIER.

Ce Mémoire renferme l'ensemble de mes recherches (1) sur les chlorhydrates de térébenthène, sur les cymènes bromés et leurs isomères, et enfin diverses observations sur l'essence de térébenthine.

Il sera divisé en trois Chapitres :

Chapitre I : Monochlorhydrates de térébenthène.

Chapitre II : Bichlorhydrate de térébenthène.

Chapitre III : Cymènes (et isomères) bromés, et action de la chaleur sur le térébenthène.

CHAPITRE PREMIER.

MONOCHLORHYDRATES DE TÉRÉBENTHÈNE.

I. — *Action du sodium sur le monochlorhydrate solide.*

Le sodium, en quantité calculée ou un peu moins (j'employais dans chaque expérience 100^{gr} de chlorhydrate et 12^{gr} environ de sodium), est ajouté par petites portions au chlorhydrate fondu dans une cornue tubulée et légèrement chauffé : l'action, lente d'abord, devient bientôt très énergique, et il est difficile à ce moment d'empêcher qu'il ne se dégage de l'acide chlorhydrique. Lorsque, après avoir agité à plusieurs reprises, le sodium ne paraît plus s'attaquer, on renverse la cornue et l'on distille, ce qui exige parfois une chauffe énergique, les carbures restant empâtés

(1) Une partie de ces recherches a été publiée sommairement dans les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 840, et t. LXXXIX, p. 102.

dans le chlorure de sodium. Il reste dans la cornue, outre le chlorure de sodium, une petite quantité de charbon et un carbure peu volatil qui sera étudié plus loin.

Le produit distillé, rectifié à plusieurs reprises sur du sodium, est solide à la température ordinaire (quelquefois il se forme aussi un peu de liquide) et ne paraît pas, au premier abord, différer du camphène, dont il possède la composition (ou sensiblement), le point d'ébullition et la faculté de s'unir à l'acide chlorhydrique. Cependant ce produit, ne contenant plus trace sensible de chlore, n'a pas un point de fusion constant, et l'étude de ses réactions m'y a fait reconnaître un mélange de deux carbures.

Le premier, de beaucoup le plus abondant, est du camphène inactif.

Le second est un hydrure de camphène cristallisé, répondant à la formule $C^{20}H^{18}$ et prenant naissance suivant l'équation

$$2\,C^{20}H^{17}Cl + Na^2 = 2\,NaCl + C^{20}H^{16} + C^{20}H^{18},$$

en même temps qu'une certaine quantité de chlorhydrate se décompose (soit par l'action de la chaleur seule, soit par celle du sodium), en donnant seulement du camphène.

La séparation de ces deux carbures à l'état libre étant impossible, le seul procédé pour obtenir le carbure $C^{20}H^{18}$ consiste à détruire le camphène, la plupart des réactifs qui le liquéfient et le polymérisent n'ayant aucune action sur l'hydrure cristallisé. Si cependant on essaye l'action de l'acide sulfurique concentré, ou même fumant, sur le mélange précédent (contenant au plus un quart d'hydrure), aucune espèce d'attaque n'a lieu, l'hydrure de camphène répandu dans toute la masse empêchant vraisemblablement le contact. Même résultat avec l'acide nitrique fumant (et d'ailleurs avec ce dernier l'attaque est tellement vive, une fois qu'elle a commencé sous l'influence d'une légère chaleur, qu'on ne peut songer à l'employer). Au contraire,

en dissolvant le mélange dans du cymène, traitant par l'acide sulfurique concentré, précipitant par l'eau, séparant et lavant la couche surnageante, on obtient un mélange de carbures qu'il suffit de distiller, en ne recueillant que ce qui passe jusqu'à 250° (les produits supérieurs constituant des polymères de $C^{20}H^{16}$), et de traiter par l'acide sulfurique fumant; l'hydrure indissous est jeté sur du verre pilé, lavé à l'eau à plusieurs reprises, comprimé dans des doubles de papier, et enfin distillé pour avoir le produit complètement pur. On peut aussi le purifier par sublimation.

Ainsi, dans une expérience, où la marche suivie n'a différé de la précédente qu'en ce qu'on a traité directement par l'acide sulfurique fumant le mélange de carbures dissous dans le cymène, 33gr de mélange ont donné 5gr d'hydrure purifié, et, en tenant compte des pertes, on peut admettre une proportion de $\frac{1}{5}$ environ d'hydrure de camphène dans le mélange primitif.

Ce procédé de séparation est long et pénible; il vaut mieux, pour obtenir rapidement l'hydrure de camphène, attaquer par le sodium le monochlorhydrate liquide de térébenthène brut, c'est-à-dire contenant la moitié de son poids, et même plus, de chlorhydrate solide. Dans ces conditions l'attaque est assez régulière, et il se forme proportionnellement une plus grande quantité d'hydrure. Après avoir rectifié à plusieurs reprises sur du sodium, on traite comme ci-dessus par l'acide sulfurique ordinaire, puis, après distillation et séparation des produits supérieurs, par l'acide sulfurique fumant, etc.

L'hydrure de camphène se trouve encore dans un grand nombre de produits, notamment dans le cymène préparé avec l'essence de térébenthine et le brome, lorsque la préparation n'a pas été faite avec soin et qu'il s'est formé au début de l'acide bromhydrique. On peut le rencontrer aussi dans le cymène préparé par le composé $C^{20}H^{16}Cl^2$

(provenant du camphre). Dans les deux cas sa formation est due à l'action finale du sodium.

Enfin l'hydrure de camphène se trouve en proportion notable dans le camphène que MM. Meyer et Petri, M. Spitzer et moi-même [1] avons obtenu dans l'action du sodium sur le composé $C^{20}H^{16}Cl^2$. Je m'en suis assuré en traitant par l'acide sulfurique fumant 25^{gr} d'un camphène ainsi préparé et fondant à 57°-59°. Ce produit est facilement attaqué par l'acide sulfurique fumant, dans lequel on le verse peu à peu : la liquéfaction est immédiate. On précipite par l'eau, on lave à plusieurs reprises et l'on distille en recueillant jusqu'à 200°. Le produit distillé est liquide; mais, traité de nouveau par l'acide sulfurique fumant, il laisse apparaître les cristaux d'hydrure, qu'on sépare par filtration sur du verre pilé, etc. J'ai obtenu ainsi environ 1 pour 100 d'hydrure dont j'ai vérifié avec soin toutes les propriétés : la proportion contenue dans le mélange est certainement plus forte. Ce carbure se forme par la réaction directe du sodium sur le composé $C^{20}H^{16}Cl^2$, suivant l'équation

$$2C^{20}H^{16}Cl^2 + Na^4 = 4NaCl + C^{20}H^{14} + C^{20}H^{18},$$

réaction analogue à celle qu'on trouvera plus loin du sodium sur le bichlorhydrate et qui n'a lieu que pour une très faible partie du produit, le reste donnant du camphène par enlèvement pur et simple du chlore. Le camphène provenant du composé $C^{20}H^{16}Cl^2$ aurait donc, à l'état de pureté, le même point de fusion que les camphènes ordinaires, et à ce sujet peut-être serait-il bon de faire remarquer l'importance trop exclusive qu'on accorde depuis quelques années aux points de fusion comme preuve d'isomérie, importance que ne justifie guère la difficulté de

(1) MONTGOLFIER, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXV, p. 286; juillet 1877.

purifier certains corps ou d'y reconnaître de faibles traces de composés étrangers.

Composition et propriétés de l'hydrure de camphène cristallisé. — La composition de ce corps répond, comme je l'ai déjà dit, à la formule $C^{20}H^{18}$. Les analyses ont donné en effet :

	I.	II.
Matière	0,294	0,2492
Eau	0,352	0,2975
Acide carbonique	0,9338	0,795

ce qui fait en centièmes :

	Trouvé. I.	Trouvé. II.	Calculé ($C^{20}H^{18}$).
C	86,62	87,00	86,96
H	13,30	13,26	13,04

Ce nouveau carbure possède l'odeur et l'aspect extérieur du camphène, tout en étant moins mou, plus cristallin ; il se sublime aussi dans les vases qui le renferment, mais en aiguilles épaisses et contournées ; son point d'ébullition, situé à 159°-160°, ne diffère pas sensiblement de celui du camphène. Il s'en distingue immédiatement par son point de fusion, situé à 120° environ [1], et sa résistance remarquable à l'acide sulfurique ordinaire ou fumant, à l'acide nitrique fumant et au brome, au moins à froid ; au contraire, les divers camphènes sont énergiquement attaqués ou polymérisés par ces réactifs. Il résiste aussi beaucoup mieux à l'action de la chaleur et traverse un tube chauffé au rouge en très grande partie sans être décomposé. Ce carbure ne possède pas le pouvoir rotatoire. Il est soluble dans l'alcool (un peu moins que le camphène), l'éther et

---

[1] Les moindres impuretés abaissent ce point de fusion, et il n'est pas impossible que le point de fusion véritable soit un peu supérieur à 120°.

les divers carbures (benzine, térébenthène, cymène, etc.), insoluble dans l'eau.

Le brome ne l'attaque pas à la température ordinaire, mais, très lentement, à 100°, car après dix heures de chauffe (les proportions étant dans les rapports $C^{20}H^{18}$ et Br^2) plus des trois quarts du carbure demeurent inaltérés, et la réaction paraît devenir à peu près nulle lorsqu'il n'y a pas un excès de brome pour maintenir le carbure en dissolution. A plus haute température, vers 150°-160°, l'action est complète au bout de quelques heures : le contenu du tube est liquide et se solidifie au moment de l'ouverture; mais les cristaux ne contiennent pas trace de brome et ne sont autre chose que de l'hydrure de camphène qu'il est facile de séparer par compression et sublimation. Dans cette dernière expérience le composé monobromé a réagi sur le brome, auquel il présente moins de résistance que l'hydrure de camphène. Ces dérivés bromés ont une consistance sirupeuse et une odeur rappelant à la fois le poivre et la térébenthine; la chaleur paraît les détruire. Ces composés, dont la purification est très difficile et qui d'ailleurs présentent peu d'intérêt, n'ont pas été davantage étudiés.

L'hydrure de camphène paraissant répondre par sa stabilité au chlorhydrate solide de térébenthène (qui en serait le premier dérivé chloré), on pouvait s'attendre à la formation d'un dérivé bromé solide, identique au bromhydrate solide de térébenthène. Mais ce bromhydrate, bien qu'assez stable une fois formé, est lui-même d'une obtention très difficile, dans les conditions où le chlorhydrate se forme en abondance, puisque, même en refroidissant à 0°, on ne l'obtient qu'en très petite quantité. Le bromhydrate, en supposant qu'il soit un dérivé régulier de l'hydrure de camphène, ne pourrait donc se former dans les conditions précédentes ou serait détruit au moment même de sa formation.

Hydrure de dicamphène. — En même temps que le

camphène et l'hydrure de camphène, se forme un carbure beaucoup moins volatil, qu'on isole de la façon suivante. Ce qui reste dans la cornue, après action du sodium et distillation, est traité avec précaution par l'eau, pour détruire l'excès de sodium, puis par l'éther. La solution éthérée, additionnée de noir animal, filtrée et évaporée, abandonne un carbure visqueux qui, rectifié à plusieurs reprises sur du sodium, devient à peu près incolore et possède un point d'ébullition constant. Les analyses ont donné :

	I.	II.
Matière	0,211	0,230
Acide carbonique	0,6785	0,7355
Eau	0,2395	0,262

ce qui fait en centièmes :

	Trouvé. I.	Trouvé. II.	Calculé ($C^{40}H^{34}$).
C	87,7	87,21	87,6
H	12,6	12,65	12,4

C'est la formule d'un hydrure de colophène; mais, vu sa forte densité et son pouvoir rotatoire, je considère ce composé comme l'*hydrure de dicamphène*. Ce nouveau carbure bout à 321° (corrigé); sa densité est de 0,9574 à 19°. Il possède le pouvoir rotatoire (1) à droite, $[\alpha]_D = +21°18'$, et en sens inverse de celui du chlorhydrate générateur, qui était $[\alpha]_D = -26°$ environ, pouvoir normal. Ce carbure est à peine coloré, sans dichroïsme; il possède une odeur colophénique bien marquée et une bien plus grande viscosité que le colophène. Il est très soluble dans l'éther, la benzine, etc., et se dissout dans environ

(1) Pouvoir rotatoire pris avec une solution dans l'alcool absolu :

$$P = 0{,}957\ (1^{cc}),\quad l = 0{,}6,\quad V = 7{,}2,\quad t = 25°,$$
$$\alpha_D = +1°42',\quad \text{d'où}\quad [\alpha]_D = +21°{,}3.$$

cinq fois son volume d'alcool absolu ; insoluble ou très peu soluble dans l'alcool à 95°, l'acide acétique anhydre ou cristallisable, etc. Les acides sulfurique et chlorhydrique n'ont sur lui aucune action ; l'acide nitrique concentré l'attaque à peine, même à chaud. Ce carbure ne prend naissance que dans la proportion d'un dixième et même moins du chlorhydrate de térébenthène ; il est remarquable qu'il possède le pouvoir rotatoire, tandis que le camphène et l'hydrure formés dans la même réaction, et se rapprochant évidemment plus du corps primitif, en sont absolument privés.

II. — *Autres observations sur le chlorhydrate solide de térébenthène.*

J'ai eu occasion de reconnaître que, malgré l'instabilité du camphène, le chlorhydrate lui donne naissance dans un grand nombre de réactions; j'ai constaté sa formation avec plusieurs oxydes métalliques, notamment en distillant sans précautions particulières le chlorhydrate sur de l'oxyde de mercure. En effet, le produit ainsi obtenu présente le point de fusion du camphène et toutes ses propriétés, notamment celle de se combiner à l'acide chlorhydrique, en donnant un chlorhydrate qui régénère le camphène si on le chauffe quelques heures avec de l'eau, en tube scellé et à 100°.

Il se forme en même temps que le camphène, dans l'action de l'oxyde de mercure, un liquide qui n'est pas du térébène et qui n'a pas été examiné davantage.

III. — *Monochlorhydrate liquide.*

Ce composé, renfermant à la fois du monochlorhydrate solide et, comme l'a montré M. Riban, une petite quantité de bichlorhydrate, donne des résultats fort complexes.

Le chlorhydrate, purifié aussi bien que possible par l'action du froid, a été très modérément chauffé avec du sodium (110^{gr} chlorhydrate et 14^{gr} Na environ) dans une

cornue tubulée. L'action, rapide au début, continue bientôt d'elle-même, et il est difficile d'empêcher le dégagement d'acide chlorhydrique. Le produit brut du traitement par le sodium passe entièrement de 155° à 180° : c'est un mélange de corps formés par la même réaction que pour le chlorhydrate solide et contenant de plus toutes les impuretés dues au produit primitif. Il est facile, en effet, d'y reconnaître la présence du terpilène (en petite quantité et dû vraisemblablement au bichlorhydrate), de l'hydrure de camphène et du camphène.

Des deux composés dus au chlorhydrate liquide, l'un, passant à 173° et au-dessus, constitue un carbure $C^{20}H^{16}$ liquide et reformant avec l'acide chlorhydrique un chlorhydrate liquide ; ce carbure ne paraît pas différer du camphilène ou térébilène qui a été obtenu dans des conditions différentes par M. Deville et d'autres observateurs. L'impossibilité de le séparer, à l'état de pureté, des autres carbures m'a empêché de l'étudier davantage.

Le second composé, de beaucoup plus intéressant, est un carbure $C^{20}H^{18}$ qui se trouve, après une série de fractionnements, dans les parties passant de 158° à 165°. Pour l'obtenir relativement pur, on fait passer jusqu'à refus un courant d'acide chlorhydrique dans le liquide refroidi ; la majeure partie du camphène se dépose à l'état de chlorhydrate. En traitant par le sodium, puis distillant au bain-marie, dans un vide de quelques centimètres de mercure, l'hydrure de camphène cristallisé passe presque entièrement au commencement de la distillation. Le liquide restant, traité par l'acide sulfurique concentré pour détruire les carbures térébéniques, puis rectifié, constitue le carbure cherché et n'est qu'en proportion relativement faible. Pour l'avoir en plus grande quantité on peut, après avoir, comme ci-dessus, séparé la majeure partie de l'hydrure de camphène, traiter à plusieurs reprises et successivement le carbure refroidi par un courant de gaz chlorhydrique, puis

par le sodium pour décomposer le chlorhydrate formé; on arrive ainsi à transformer en hydrure une grande partie du carbure térébénique.

De quelque manière qu'il ait été obtenu, ce carbure n'est jamais bien pur. Il a donné à l'analyse :

Matière..................	0,2448
Acide carbonique..........	0,7835
Eau.....................	0,288

ce qui fait en centièmes :

	Trouvé.	Calculé ($C^{20}H^{18}$).
C..............	87,26	86,96
H..............	13,04	13,04

Ce carbure est liquide; sa densité est de 0,852 à 19° et son point d'ébullition situé à 163° environ [1]. Avec l'acide nitrique fumant, il donne un dérivé nitré liquide. L'acide sulfurique concentré ne l'attaque pas; il se dissout entièrement dans l'acide sulfurique fumant, à la température ordinaire, en donnant un acide sulfoconjugué dont le sel de baryte est très soluble dans l'eau. Cette solution barytique concentrée d'abord au bain-marie, puis sous une cloche en présence d'acide sulfurique, laisse une matière non cristallisée, ayant l'aspect de la colophane et qui a donné à l'analyse les résultats suivants [2]: $0^{gr},646$ du produit desséché sur l'acide sulfurique et ne variant plus

[1] Ce carbure possède une odeur citronnée agréable qui ne doit pas lui appartenir en propre, mais plutôt à une trace de carbure térébénique que je n'ai pu en séparer totalement. Comme il contient aussi un peu d'hydrure de camphène cristallisé que décèle l'acide sulfurique fumant, la densité donnée doit être un peu forte.

[2] L'analyse a été faite en dissolvant le sel dans l'eau distillée et précipitant par l'acide sulfurique. En incinérant directement, on obtient un charbon très compacte qui, outre la longueur de l'opération, expose à avoir des résultats trop forts.

de poids ont donné 0,2654 de sulfate de baryte; soit en centièmes :

	Trouvé.	Calculé ($C^{20}H^{17}BaS^2O^6$).
Baryte.............	26,97	26,79

Ce sel de baryte est presque insoluble dans l'alcool qui le précipite de ses solutions aqueuses sous forme d'une matière blanche très volumineuse.

L'ensemble des caractères de ce carbure le rapproche de l' *hydrure de camphène liquide* obtenu par M. Berthelot dans l'action de l'acide iodhydrique concentré sur le térébenthène et sur le camphène. En effet, le carbure décrit par M. Berthelot bout à 163°, résiste à l'acide sulfurique ordinaire et se dissout dans l'acide fumant en donnant un dérivé sulfoconjugué soluble dans l'eau; il donne aussi un dérivé nitré avec l'acide nitrique fumant. Le carbure dont je viens de décrire les propriétés et l'hydrure liquide de M. Berthelot sont donc très vraisemblablement identiques.

CHAPITRE II.

BICHLORHYDRATE DE TÉRÉBENTHÈNE.

§ I. — *Action du sodium.*

La réaction du sodium sur ce composé est loin d'être aussi régulière que les précédentes. Si l'on fait l'expérience en grand, en ajoutant au bichlorhydrate la proportion voulue de sodium, il se dégage des torrents d'acide chlorhydrique et presque tout le sodium reste inattaqué. J'ai obtenu de meilleurs résultats en opérant de la façon suivante : au liquide d'une première opération on ajoute 5^{gr} de sodium, puis 10^{gr} de bichlorhydrate, et l'on chauffe très légèrement en évitant de faire bouillir. La réaction terminée, on continue les additions de bichlorhydrate en ayant soin de maintenir toujours le sodium en léger excès ([1]).

([1]) Cette expérience exige quelques précautions si l'on emploie du bi-

Dans ces conditions, le chlorhydrate étant dilué dans le carbure, la réaction devient beaucoup moins vive et plus régulière; cependant, malgré toutes les précautions, il se dégage toujours beaucoup plus de gaz acide chlorhydrique qu'avec les autres chlorhydrates de térébenthène.

Il se forme dans cette réaction une faible quantité de produits polymérisés et bouillant à haute température; ils n'ont pas été examinés. Le produit principal, mélange de divers carbures, devant contenir entre autres le terpilène de M. Berthelot, passe entièrement à la distillation au-dessous de 185°. Son analyse répond à un mélange de carbures $C^{20}H^{16}$ et de carbures plus hydrogénés, qu'on ne peut séparer qu'en polymérisant les carbures térébéniques. Pour cela faire, au liquide légèrement refroidi on ajoute peu à peu, et en agitant, son poids d'acide sulfurique concentré. Il y a au début échauffement sensible, mais sans dégagement d'acide sulfureux.

Après une heure ou deux de contact, on précipite par l'eau, on lave à plusieurs reprises en évitant de former émulsion, et enfin on distille en recueillant jusqu'à 265°. Il reste au-dessus de cette température des produits polymérisés, formant la moitié, et quelquefois plus, du mélange primitif [1]. Le liquide distillé sur lequel, comme je m'en

---

chlorhydrate non recristallisé qui retient toujours, même lorsqu'il paraît parfaitement sec, un peu d'acide chlorhydrique et d'eau qui, retombant dans la cornue, peut enflammer le sodium, etc. Tout le bichlorhydrate qui a servi à mes expériences a été préparé par le procédé de M. Berthelot, qui donne de très bons résultats, à la condition de ne mettre à la surface de l'acide chlorhydrique qu'une couche assez mince d'essence de térébenthine.

[1] J'ai cru devoir examiner ces produits. Un tiers environ ne bout qu'au-dessus de 350° et n'a pas été étudié. Le reste, après plusieurs rectifications sur du sodium, possède un point d'ébullition constant et a donné à l'analyse des résultats qui en font un polymère de $C^{20}H^{16}$.

C'est un liquide bouillant à 325° environ (température corrigée), moins visqueux que le colophène, presque incolore, d'odeur à peu près nulle et de saveur douce. Sa densité est de 0,9222 à 19°,5. Il se dissout dans 5^{vol}

suis assuré, l'acide sulfurique ordinaire n'a plus d'action, a été traité par l'acide sulfurique fumant; il y a échauffement très sensible, et il surnage un carbure dont la composition, comme nous le verrons plus loin, répond à la formule $C^{20}H^{20}$, en même temps qu'il se forme un acide sulfoconjugué, soluble dans l'eau et provenant d'un carbure $C^{20}H^{16}$.

Carbure $C^{10}H^{16}$ *stable.* — En effet, le mélange de carbures, analysé après l'action de l'acide sulfurique ordinaire, a une composition intermédiaire entre $C^{20}H^{16}$ et $C^{20}H^{20}$, et par le fait très voisine de celle de

$$C^{20}H^{16}(C = 87,78\text{-}87,8; H = 12,6; 12,3; 12,2).$$

Il n'y a donc aucun doute sur l'existence de ce composé $C^{20}H^{16}$, étant donnée d'ailleurs la présence, bien constatée dans le mélange, d'un carbure $C^{20}H^{20}$ qui, peu abondant, n'en modifie que légèrement la composition. Voici les caractères de ce nouveau corps, premier exemple d'un carbure $C^{20}H^{16}$ doué d'une certaine stabilité. C'est un liquide d'une odeur citronnée agréable, bouillant vers 175°. L'acide sulfurique ordinaire n'a pas d'action sur lui; l'acide sulfurique fumant le dissout à froid, sans formation d'acide sulfureux ni de polymères, en donnant un acide sulfoconjugué soluble dans l'eau. Le sel de baryte de cet acide

---

à 6^{vol} d'alcool absolu et en toutes proportions dans l'éther. L'acide sulfurique fumant l'attaque avec dégagement de chaleur et formation d'acide sulfureux. Il ne paraît pas se faire d'acide sulfoconjugué. L'acide nitrique ordinaire et surtout l'acide fumant l'attaquent à froid; avec ce dernier l'action est tellement vive qu'il entre en ébullition. Les produits d'oxydation sont dans tous les cas identiques; l'eau mère nitrique, additionnée d'eau, donne des flocons qui, desséchés, constituent une résine brune, soluble dans l'alcool, etc.

La grande altérabilité de ce carbure et son point d'ébullition plus élevé me paraissent le distinguer du colophène, composé relativement stable et résistant davantage à l'acide nitrique. Sa condensation est d'ailleurs évidemment la même que celle du colophène, et, vu son origine, il peut être appelé *diterpilène*.

cristallise en choux-fleurs ou en petites aiguilles groupées concentriquement; il est assez soluble dans l'eau et plus soluble dans l'alcool.

Ce carbure peut former jusqu'au tiers du mélange total.

Il n'a pas été isolé à l'état de pureté parfaite, et l'étude de ses composés est encore très incomplète. On pourrait, à la rigueur, voir dans ce produit un mélange de deux carbures, l'un plus, l'autre moins hydrogéné (ce dernier ne pourrait être dû qu'à une réduction par l'acide sulfurique au moment de la polymérisation), et, bien que rien dans mes expériences n'appuie cette manière de voir, je fais encore quelques réserves sur sa véritable composition.

En résumé, la réaction du sodium sur le bichlorhydrate a lieu suivant la formule :

$$2C^{20}H^{16}, 2\,HCl + Na^4 = C^{20}H^{16} + C^{20}H^{20} + 4NaCl,$$

et, fait digne d'être remarqué, il ne se forme pas de carbure $C^{20}H^{18}$ qui pourrait cependant dériver du bichlorhydrate par enlèvement pur et simple du chlore. En effet, le produit polymérisé ayant pour formule $C^{20}H^{16}$, le carbure de cette composition, s'il existait, se trouverait mélangé à l'hydrure de terpilène après l'action de l'acide sulfurique ordinaire; or la composition de ce mélange, qui a été donnée plus haut, exclut la présence d'un carbure $C^{20}H^{18}$, même en petite quantité [1].

Hydrure de terpilène. — Le carbure inattaquable par l'acide sulfurique fumant est assez peu abondant : 150^{cc}

---

(1) Les produits de la réaction ci-dessus ne sont toutefois qu'une faible portion du mélange, la moitié au moins du bichlorhydrate se décomposant par l'action de la chaleur seule. Il est possible aussi qu'une autre portion de bichlorhydrate réagisse différemment sur le sodium en donnant en tout ou en partie le $C^{20}H^{16}$ stable; mais je n'ai pas fait d'expérience spéciale pour le constater.

du mélange des carbures (provenant de 260gr de bichlorhydrate) en ont donné 10 pour 100 environ. Il répond à la formule $C^{20}H^{20}$; l'analyse a donné, en effet :

Matière	0,2445
Eau	0,3187
Acide carbonique	0,7677

soit en centièmes :

	Trouvé.	Calculé ($C^{20}H^{20}$).
C	85,63	85,7
H	14,48	14,3

C'est un liquide incolore, doué d'une odeur à la fois fade et camphrée tout à fait particulière. Il bout à 170° (corrigé). Sa densité est de 0,8179 à 0° et de 0,8060 à 17°,5, très différente, par conséquent, de celle du diamylène. Son point d'ébullition, sa résistance à l'acide sulfurique fumant, à l'acide nitrique fumant et au brome, au moins à froid, ne laissent aucun doute sur l'identité de ce carbure avec l'hydrure de terpilène obtenu par M. Berthelot dans l'action de l'acide iodhydrique sur divers dérivés du camphre et de l'essence de térébenthine.

Le brome, qui est sans action sur ce carbure à la température ordinaire, l'attaque lentement à 100° en donnant des dérivés liquides. La substitution (en présence d'un excès de brome et à 100°) paraît s'arrêter au composé dibromé ou du moins, ce corps une fois formé, devenir excessivement lente. Le dérivé dibromé, obtenu après huit heures de chauffe, a été purifié par exposition à l'air et séjour prolongé sur des fragments de marbre. Sa composition répond bien à la formule $C^{20}H^{18}Br^{2}$ (1). C'est un liquide visqueux, peu coloré, à odeur de camphre et de térében-

---

(1) Brome trouvé, 54,8; calculé, 53,7. Malgré cette composition, il n'est pas certain que les propriétés observées se rapportent à un composé défini.

thine, plus lourd que l'eau, dans laquelle il est insoluble, peu soluble dans l'alcool. Chauffé, il noircit, mais une partie paraît distiller sans altération; le reste se décompose avec dégagement de fumées blanches et d'acide bromhydrique, tandis qu'il reste dans le tube un charbon brillant et compacte. Chauffé quelques instants avec de l'eau, il ne lui abandonne pas d'acide bromhydrique, et même après quelques heures à 100°, il ne s'en sépare qu'une quantité insignifiante.

Il m'a été impossible de retirer de ce composé bromé la moindre trace de bibromhydrate de térébenthène (ou d'un corps cristallisé). Au surplus, le bibromhydrate de térébenthène et même le bichlorhydrate, qui présentent avec l'hydrure de terpilène des relations analogues à celles de l'hydrure de camphène cristallisé avec le monochlorhydrate solide, étant très peu stables, il y a lieu de faire ici les mêmes réserves que pour l'hydrure de camphène cristallisé.

II. — *Réactions diverses du bichlorhydrate.*

Le bichlorhydrate jouit de la propriété de s'unir, à la température ordinaire et en les liquéfiant, à un grand nombre de corps cristallisés. M. Berthelot a fait connaître, il y a longtemps déjà, la première de ces combinaisons, celle qu'il forme avec le camphre artificiel (monochlorhydrate solide). D'après mes observations, les divers camphènes, le camphre, les camphres monochloré et dichloré, le camphre monobromé (isomère du $C^{20}H^{15}BrO^{2}$ ordinaire), les composés $C^{20}H^{16}Cl^{2}$ et $C^{20}H^{15}Cl$ (chlorure de camphène et camphène monochloré), l'hydrure de camphène cristallisé (la réaction est moins nette pour ce dernier) forment de même des combinaisons liquides. Il suffit de mettre dans une petite capsule un fragment d'un de ces composés au contact d'un fragment de bichlorhydrate pour

que la réaction ait lieu aussitôt et qu'il se forme un liquide d'odeur particulière variant peu avec le produit employé. Ces combinaisons ne sont pas stables et, ayant un de leurs composants volatil, n'ont qu'une existence très courte, au moins en vase ouvert; il ne reste, au bout de quelque temps, que le bichlorhydrate.

Les camphres de menthe et de patchouli réagissent aussi sur le bichlorhydrate, mais bien moins nettement que les corps précédents. En broyant quelque temps le mélange avec une baguette de verre, la liquéfaction devient complète pour le camphre de patchouli et seulement partielle pour le camphre de menthe. Je me suis assuré que, dans ce dernier cas, elle n'est pas due à une impureté du produit.

Au contraire, le bornéol, les camphres monobromé et dibromé, la terpine, etc., ne réagissent en aucune façon sur le bichlorhydrate. J'avais espéré pouvoir me servir de cette réaction pour séparer le bornéol du camphre, dans le produit provenant de l'action de la potasse alcoolique sur le camphre; mais je n'ai pas obtenu de résultats nets, le bornéol se dissolvant dans le liquide formé; on réussirait peut-être mieux avec des produits ne contenant qu'une proportion beaucoup plus faible de camphre.

Je ferai observer, en terminant, que le bichlorhydrate se combine à des corps de composition très différente et que, d'autre part, des corps de composition analogue, tels que le camphre monobromé ordinaire et le camphre monochloré, réagissent tout différemment; la combinaison ne tient donc pas à la composition des corps réagissants, et en somme elle ne paraît avoir lieu qu'avec les composés qui, quoique bien cristallisés, possèdent une certaine mollesse.

CHAPITRE III.

CYMÈNES (ET ISOMÈRES) BROMÉS ET ACTION DE LA CHALEUR SUR LE TÉRÉBENTHÈNE.

I. — *Action du sodium sur les dérivés bromés du cymène et de la tétraméthylbenzine.*

Le cymène bromé est un liquide plus lourd que l'eau et se décomposant en partie par la distillation à la pression ordinaire. Il réagit très énergiquement sur le sodium. L'expérience était conduite de la façon suivante. Au cymène bromé [1], placé dans une cornue tubulée communiquant avec un ballon bien refroidi, on ajoute du sodium en petits fragments (un peu moins que la quantité théorique) et on chauffe légèrement. Aussitôt la réaction commencée, on retire le feu, sans quoi elle pourrait devenir très violente. Il se dégage un peu d'acide bromhydrique et il distille un liquide peu abondant, la majeure partie restant emprisonnée dans le charbon qui a pris naissance. On chauffe alors fortement jusqu'à ce qu'il ne distille plus rien. Les produits réunis sont traités de nouveau par le sodium et fractionnés.

La réaction donne finalement les produits suivants [2] :

---

[1] La plupart des expériences ont porté sur un mélange de cymènes mono et dibromé; ces deux composés réagissent d'ailleurs de la même manière.

[2] Il faut prendre garde de n'employer dans ces expériences que des cymènes très purs, sans quoi les impuretés, se concentrant dans le cymène régénéré, fraction assez faible du cymène primitif, en modifieraient totalement la composition.

C'est ainsi que, dans une de ces expériences, j'avais obtenu, avec un cymène provenant de l'essence de térébenthine, un carbure bouillant vers 175° et présentant la composition d'un $C^{20}H^{16}$ (trouvé, $C = 88,2$; $H = 12,0$); mais ce produit, traité par l'acide sulfurique fumant, s'est scindé très nettement en hydrure de camphène cristallisé et en un acide sulfoconjugué qui a fourni, par un traitement convenable, du sulfocyménate de baryte mêlé d'une petite quantité du sel de l'hydrure de camphène liquide. On

1° Un charbon très volumineux, puisqu'il occupe à peu près le volume du liquide primitif;

2° Dans les premières portions du liquide distillé, une trace très faible de benzine;

3° Un produit, passant de 175° à 179°-180°, qui n'est autre chose que du *cymène* régénéré. En effet, il en présente la composition, le point d'ébullition et l'odeur particulière. Il se dissout aussi dans l'acide sulfurique fumant, et la liqueur, étendue d'eau et neutralisée par le carbonate de baryte, donne en quantité du sulfocyménate de baryte, sel en belles écailles nacrées facilement reconnaissables. Le cymène ainsi régénéré n'est qu'une fraction assez faible du cymène primitif.

La *tétraméthylbenzine bibromée* (composé cristallisé provenant de la tétraméthylbenzine liquide) subit par la réaction du sodium une destruction analogue, avec régénération d'une partie du carbure primitif. Mais ce produit s'attaque assez mal par le sodium, à cause de son point de fusion élevé; on réussit mieux en le dissolvant dans le cymène bromé ordinaire, bien qu'il y soit assez peu soluble, et traitant par le sodium. Il se régénère dans ces conditions proportionnellement plus de tétraméthylbenzine que de cymène, résultat dû vraisemblablement à la plus grande stabilité de la tétraméthylbenzine bibromée.

La tétraméthylbenzine tribromée, poudre cristalline que je n'ai pas réussi à obtenir à l'état de pureté parfaite, m'a paru donner aussi les mêmes résultats avec le sodium.

Il est d'ailleurs très facile de reconnaître la tétraméthylbenzine régénérée, même lorsqu'elle est dissoute dans une

---

pourrait donc être induit en erreur si l'on ne s'en rapportait qu'à l'analyse.

On a déjà vu, dans le premier Chapitre de ce Mémoire, à quoi tient cette formation d'hydrure; j'ajouterai qu'il est difficile de trouver des cymènes complètement purs et résistant à cette épreuve. Celui qu'on prépare au moyen du chlorure de camphène ($C^{20}H^{16}Cl^2$) contient presque toujours une trace de camphène, et celui même de l'action du chlorure de zinc sur le camphre paraît contenir une trace d'un carbure $C^{20}H^{16}$.

grande quantité de cymène. Pour cela on y ajoute du brome comme si tout le produit était de la tétraméthylbenzine (ou un peu moins, la tétraméthylbenzine s'attaquant d'abord). Le produit bibromé se reforme, mais reste dissous dans le cymène bromé. Mettant alors le mélange dans un vase plat exposé à un courant d'air, on voit après quelques heures, ou même quelques jours s'il n'y en a que très peu, se séparer les premières aiguilles du composé $C^{20}H^{12}Br^{2}$, composé caractéristique dont j'ai vérifié avec soin toutes les propriétés.

Le mécanisme de ces hydrogénations est bien différent de ce que nous avons observé pour les chlorhydrates. La formation du cymène, dans l'action du sodium sur le composé $C^{20}H^{13}Br$, n'est point liée à celle d'un carbure $C^{20}H^{12}$ comme il le faudrait pour une réaction parallèle. Ici, au contraire, une partie du produit subit une destruction totale avec dépôt de charbon, et l'hydrogène rendu libre dans cette réaction régénère une portion du carbure primitif. C'est une réaction analogue qui donne vraisemblablement naissance à la benzine dans la destruction de la benzine monobromée par le sodium (et non point la présence d'eau ou d'acide bromhydrique), la formation de diphényle ne portant que sur une quantité relativement faible de composé bromé.

II. — *Action de la chaleur rouge sur le térébenthène.*

La tétraméthylbenzine qui a servi aux expériences précédentes provenait de l'action du chlorure de zinc sur le camphre. J'ai constaté depuis la formation de ce carbure dans l'action de la chaleur rouge sur le térébenthène. Les vapeurs d'essence de térébenthine traversaient un tube en verre peu fusible, chauffé au-dessus du rouge sombre. D'après les expériences de M. Berthelot, il se forme dans ces conditions un assez grand nombre de carbures ;

dans mes expériences, la moitié du produit passait au-dessous de 170° et le quart environ au-dessus de 250°. Le reste a fourni, après fractionnement, des produits bouillant entre 180° et 210°, qui, traités par le brome, ont donné, soit immédiatement, soit après exposition dans un courant d'air, des cristaux du composé $C^{20}H^{12}Br^2$; il convient d'ajouter un petit excès de brome (qui ne réagit pas à froid sur $C^{20}H^{12}Br^2$) pour bromurer complètement les autres carbures qui s'attaquent les premiers, à l'exclusion de la tétraméthylbenzine.

Le produit obtenu est en aiguilles très blanches, soyeuses et feutrées, très peu solubles dans l'alcool froid, plus solubles dans l'alcool bouillant, d'où elles se déposent par refroidissement sous forme d'aiguilles légères et très volumineuses. Ces cristaux fondent à 199°-201° et se solidifient à 198°. Leur teneur en brome répond à la formule $C^{20}H^{12}Br^2$, et leurs propriétés sont exactement celles de la tétraméthylbenzine bibromée. La tétraméthylbenzine a dû se former aux dépens du cymène ordinaire, produit normal de la transformation du térébenthène. Elle n'existe d'ailleurs qu'en petite quantité dans les produits de l'action de la chaleur, puisque 500gr d'essence n'ont pas même donné 2gr du composé bromé.

Dans des conditions identiques je n'ai pas réussi à transformer le cymène en tétraméthylbenzine; soit que la transformation, facile avec le cymène naissant, exige une plus haute température pour le cymène une fois formé, soit que la quantité de matière employée ait été trop faible, je n'ai obtenu avec le brome aucun produit cristallisé.

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

En résumé, je montre dans ce travail le passage, par la réaction du sodium, des chlorhydrates de térébenthène aux hydrures correspondants : ainsi le monochlorhydrate solide donne l'hydrure de camphène cristallisé, le chlorhydrate

liquide l'hydrure de camphène liquide, le bichlorhydrate l'hydrure de terpilène; il se forme simultanément des carbures moins hydrogénés, isomères du térébenthène. Les propriétés de ces trois hydrures fondamentaux, dont le premier n'était pas connu, ont été étudiées avec soin : ils se comportent, au moins le premier et le dernier, comme des carbures saturés résistant à la plupart des réactifs.

Il se forme aussi dans ces réactions des carbures moins importants, dont cependant certaines particularités méritent d'appeler l'attention : tels sont l'hydrure de dicamphène et surtout un carbure $C^{20}H^{16}$ doué d'une certaine stabilité.

D'autre part, j'ai constaté la régénération du cymène et de la tétraméthylbenzine dans l'action du sodium sur leurs dérivés bromés, régénération due à des réactions tout à fait différentes.

Enfin on trouvera dans le courant du Mémoire diverses observations relatives aux chlorhydrates et à l'action de la chaleur rouge sur le térébenthène.

D'une manière générale, j'ai essayé de rendre compte des réactions du sodium sur les composés chlorés et bromés, non seulement en recueillant tous les produits, mais aussi en déterminant leurs proportions relatives, ce qui permet de rapporter immédiatement les réactions à deux modes de décomposition bien distincts. Voici d'ailleurs les conclusions que je crois pouvoir déduire des expériences relatées dans ce Mémoire :

1° L'action du sodium sur les composés chlorés (ou bromés) ne donne pas de carbure de saturation plus élevée que le composé chloré primitif. Ainsi, $C^{20}H^{17}Cl$ ne donne pas de carbure plus hydrogéné que $C^{20}H^{18}$, etc.

2° Le sodium réagit, suivant la nature des composés, de deux manières absolument différentes :

a. Les dérivés chlorés (ou bromés) qui ont fonction de chlorhydrate ou d'éther chlorhydrique sont décomposés

régulièrement, qu'il y ait enlèvement pur et simple du chlore ou formation de deux carbures; dans ce dernier cas, la formation du carbure moins hydrogéné compense celle de l'hydrure. Ces réactions doivent donc se faire sans dépôt de charbon, ce qui a lieu en effet, sauf quelquefois une proportion insignifiante.

b. Les autres composés chlorés (ou bromés) subissent une destruction plus ou moins complète avec régénération, *par une réaction secondaire*, d'une partie du carbure primitif. Ainsi le cymène bromé se détruit en donnant beaucoup de charbon et une petite quantité de cymène, et *sans production de carbure moins hydrogéné*.

MESURE DE L'INTENSITÉ CALORIFIQUE DES RADIATIONS SOLAIRES ET DE LEUR ABSORPTION PAR L'ATMOSPHÈRE TERRESTRE;

Par M. A. CROVA,
Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

DEUXIÈME PARTIE.

Dans un premier travail ([1]), j'ai décrit les méthodes que j'ai adoptées dans mes recherches sur ce sujet, et donné la description des instruments dont je me suis servi, ainsi que les résultats des observations que j'ai faites pendant l'année 1875.

Ces observations ont été continuées pendant les années 1876 et 1877; elles ont été faites au moyen d'actinomètres à alcool absolu, construits sur le même principe que ceux dont j'ai fait usage pour mes premières recherches,

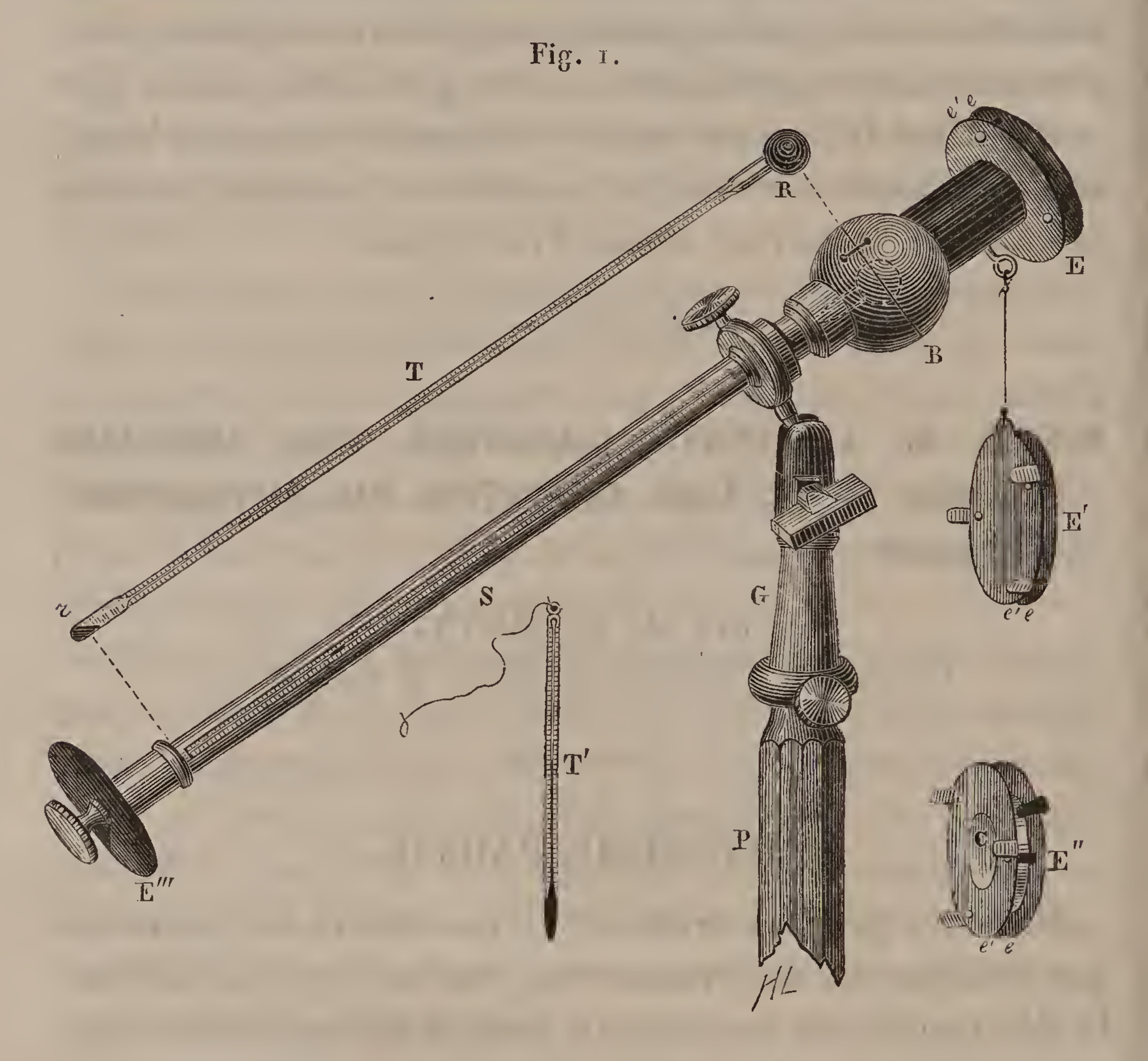
---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XI, p. 433-520.

et étalonnés avec soin sur un pyrhéliomètre absolu à mercure.

Je me suis proposé de rendre cet actinomètre plus simple et plus portatif, dans le but d'en faciliter l'emploi; j'ai reconnu qu'il n'y avait aucun inconvénient à réduire ses dimensions, et je l'ai ainsi transformé en un appareil commode et portatif qui a été construit avec beaucoup de

Fig. 1.



soin par M. Ducretet, à Paris. Sous cette nouvelle forme (*fig.* 1), cet appareil pourra, nous l'espérons, rendre d'utiles services aux stations météorologiques dans lesquelles on voudra introduire la mesure de l'intensité des radiations solaires et aux personnes qui voudraient entreprendre des mesures de ce genre sur des montagnes élevées.

Le réservoir R du thermomètre à alcool absolu RT*r*, dont la surface a été cuivrée, puis recouverte électrolyti-

quement de noir de platine, est placé au centre d'une enceinte sphérique B en laiton, nickelée extérieurement et noircie intérieurement, composée de deux hémisphères pouvant se séparer ou se réunir par un mouvement à baïonnette. Le diamètre du réservoir est de $0^m,018$, celui de l'enceinte sphérique de $0^m,055$ et la longueur totale de l'instrument de $0^m,50$ environ.

Les radiations solaires reçues sur l'instrument pénètrent par un orifice circulaire de $0^m,010$ de diamètre, percé dans un double écran en laiton nickelé E, adapté à l'hémisphère mobile de l'enceinte, et qui en est isolé par une monture en caoutchouc durci. Le faisceau ainsi obtenu ayant un diamètre inférieur à celui de la boule thermométrique, la totalité des radiations qui entrent dans l'enceinte est reçue sur le réservoir thermométrique. Un double écran en laiton nickelé E′ se place sur l'ouverture de l'actinomètre lorsqu'on veut le mettre à l'abri des rayons solaires; enfin, un écran en laiton noirci E‴, fixé normalement à l'extrémité du tube en laiton fendu qui entoure le tube thermométrique, sert à orienter l'instrument dans la direction des rayons solaires; il suffit pour cela de déplacer légèrement le tube au moyen du bouton fixé au-dessous de l'écran noirci, de manière que l'ombre des écrans nickelés E soit concentrique à ce dernier; l'enceinte sphérique B est alors abritée des rayons solaires par ces écrans, dont le diamètre est un peu supérieur au sien.

L'instrument est porté sur un pied à trois branches P, très léger et se repliant de manière à pouvoir servir de canne; il est enfermé dans un étui très portatif, dans lequel se trouvent aussi :

1° Une cuve en glace à faces parallèles E″, que l'on remplit d'eau distillée et qui se monte sur l'orifice de l'actinomètre; elle est destinée à mesurer l'absorption qu'exerce sur les radiations solaires une couche d'eau de $0^m,01$ d'épaisseur;

2° Deux thermomètres-fronde T′, l'un à réservoir nu, l'autre dont le réservoir est entouré de batiste que l'on mouille d'eau distillée au moment de l'observation, et qui sont destinés à mesurer la température de l'air et son état hygrométrique.

Les observations sont conduites, au moyen de cet appareil, exactement comme je l'ai indiqué dans mon premier Mémoire.

La méthode dynamique dont je fais usage dans mes déterminations me paraît supérieure en exactitude et en rapidité à la méthode statique, qui consiste à observer l'état stationnaire d'un thermomètre placé au soleil au centre d'une enceinte de température constante; en premier lieu, en effet, le thermomètre peut être aussi sensible que l'on voudra et ne comprendre qu'un très petit nombre de degrés dans toute l'étendue de son échelle arbitraire, ce qui ne peut se faire lorsqu'on fait usage de la méthode statique; en second lieu, il n'est pas nécessaire d'obtenir au moyen d'un courant d'eau une enceinte à température constante. L'observation est rapide, puisqu'elle est faite en cinq minutes; l'instrument, en raison de sa faible masse, se met vite en équilibre de température avec l'air ambiant, et les légères variations de température de l'enceinte, lorsqu'elles se produisent, sont corrigées au moyen des valeurs du refroidissement à l'ombre, qui précède et qui suit l'exposition au soleil.

M. Violle [1] a critiqué la méthode d'observation que j'ai adoptée et trouve un peu arbitraire la correction que je fais subir aux indications de l'actinomètre pour le corriger du refroidissement. Je ferai remarquer ici que c'est à la correction telle que la faisait Pouillet qu'on aurait pu adresser ce reproche; que je me suis au contraire attaché

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XVI, p. 428; juillet 1879.

à éliminer complètement la cause d'erreur qui l'affectait, et que j'ai pu y arriver en supprimant les observations faites pendant la minute qui suit l'admission des rayons solaires et celle qui succède au moment où on les intercepte. En effet, les quantités à mesurer dans la méthode dynamique sont trois vitesses de réchauffement ou de refroidissement. Pour de très faibles excès thermométriques, les vitesses sont proportionnelles à ces excès, et représentées graphiquement par des lignes droites dont les coefficients angulaires donnent les vitesses cherchées.

Or, si l'on observe de trente en trente secondes, on aura quatre points de ces trois lignes au lieu de n'en avoir que deux, et l'on pourra s'assurer de la constance des trois vitesses mesurées, en même temps que l'on définira exactement la durée de la période de perturbation qui accompagne l'instant où l'on admet les rayons solaires et celui où on les intercepte :

Parmi les observations que j'ai faites dans ce but, je citerai celles du 16 octobre 1877.

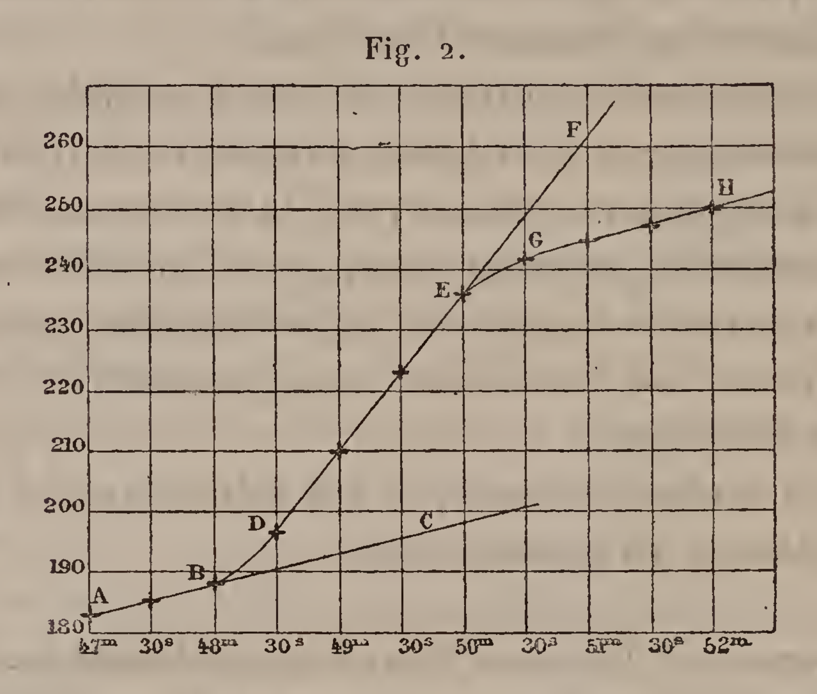
Beau temps; ciel d'un beau bleu; vent nord-ouest assez fort; état hygrométrique, 0,44.

Temps.		Actinomètre.	Différences.
h m s			
11.47. 0	ombre..........	183,1	»
11.47.30	»	185,8	2,6
11.48. 0	soleil........	188,2	2,6
11.48.30	»	197,0	8,8
11.49. 0	»	210,0	13,0
11.49.30	»	223,0	13,0
11.50. 0	ombre.	236,0	13,0
11.50.30	»	242,0	6,0
11.51. 0	»	244,5	2,5
11.51.30	»	247,0	2,5
11.52. 0	»	249,5	2,5

$R = 26,0 - 5,1 = 20,9$; $C = 1,25$.

L'inspection de la courbe de ces observations (*fig.* 2) montre immédiatement que les observations faites à l'ombre, avant l'exposition au soleil, donnent le coefficient angulaire de la ligne droite ABC, c'est-à-dire la vitesse de réchauffement; que, pendant la minute qui suit l'admission des rayons solaires, on a de B en D un arc de courbe correspondant à un état variable et qu'il faut rejeter; que, pendant la minute suivante, on obtient la ligne rigoureusement droite DEF, qui représente la vitesse constante de

Fig. 2.



réchauffement au soleil; que, pendant la minute qui suit le moment où les rayons solaires sont interceptés, on a un nouvel arc de courbe EG, qui correspond à un état variable et que l'on rejette; qu'enfin, à cet état variable succède une marche rigoureusement régulière représentée par la ligne droite GHI, qui donne la vitesse de réchauffement qui succède à l'exposition au soleil, à un intervalle de temps égal à celui qui s'est écoulé entre la mesure du réchauffement à l'ombre et l'admission des rayons solaires.

La période de perturbation dure moins d'une demi-minute; la méthode que j'emploie est donc rigoureusement justifiée.

Nous avons dit, dans notre précédent travail, que l'actinomètre est étalonné sur un pyrhéliomètre à mercure dont

j'ai donné la description. Cet appareil est loin de présenter les incertitudes de celui de Pouillet, comme le croit M. Violle, si l'on adopte pour la marche des observations la méthode que je viens d'indiquer pour l'actinomètre, mais avec des intervalles de temps plus longs. Le mercure, étant très bon conducteur de la chaleur, se met rapidement en équilibre de température avec la base circulaire exposée au rayonnement solaire, et, ici, il ne peut se produire aucune perturbation due à l'adhérence aux parois d'une couche liquide qui, par sa mauvaise conductibilité, s'oppose à la transmission de la chaleur de la plaque chauffée au mercure. On objecte que le mercure ne mouille pas le fer; mais il ne mouille pas davantage le réservoir en verre des thermomètres à mercure et a sur lui l'avantage de mieux conduire la chaleur.

J'ai déjà discuté, dans mon premier travail sur le sujet qui nous occupe, les inconvénients auxquels sont exposées les deux méthodes *statique* et *dynamique* ([1]), et j'ai donné les raisons qui m'ont fait adopter la seconde; elles sont, comme je l'ai déjà dit, au nombre de deux principales : une plus grande précision dans les mesures et plus de rapidité dans les observations.

Voici le résumé des observations que j'ai pu faire pendant l'année 1876 :

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. IX, p. 455.

Observations faites à midi vrai, en 1876.

DATE.	INTENSITÉ calorifique.	ÉPAISSEUR atmosphérique.	ÉTAT hygrométrique.	BAROMÈTRE à zéro.	VENT. Force. Direction.
	c			mm	
3 janvier....	1,30	2,82	0,84	764,3	N.-O. faible.
4 » ...	1,29	2,81	0,53	759,3	N. faible.
5 » ..	1,35	2,80	0,75	759,7	N.-O. assez fort.
23 » .	1,21	2,52	0,60	773,8	N.-O. faible.
5 février.. .	1,26	2,16	0,27	754,3	N.-O. léger.
8 mars......	1,31	1,52	0,43	752,5	N.-O. assez fort.
15 » ..	1,35	1,43	0,45	761,3	O. faible.
18 »	1,40	1,40	0,13	758,8	N.-N.-O. fort.
26 »	1,38	1,33	0,57	751,5	N.-O. faible.
29 »	1,33	1,30	0,42	752,4	N.-O. assez fort.
21 mai.....	1,20	1,10	0,58	760,5	S. assez fort.
28 »	1,20	1,08	0,33	762,3	N. fort.
29 »	1,19	1,08	0,30	763,9	N.-N.-O. faible.
7 juin	1,18	1,07	0,45	759,1	S. faible.
18 »	1,14	1,06	0,31	762,0	S. très faible.
1er juillet...	1,15	1,06	0,44	760,4	O. très faible.
2 » ..	1,18	1,06	0,53	759,3	N.-O. très faible.
7 » ...	1,15	1,07	0,66	762,7	S-E. assez fort.
9 » .	1,21	1,08	0,26	760,4	N.-O. assez fort.
10 » ...	1,19	1,08	0,28	760,6	O. faible.
11 » ...	1,21	1,09	0,41	762,1	N.-O. léger.
18 septembre.	1,15	1,37	0,90	762,8	N.-N.-E. faible.
19 »	1,28	1,38	0,46	763,4	O.-S.-O. faible.
21 »	1,25	1,40	0,26	762,9	S.-O. faible.

Résumé des observations précédentes.

		cal	
Janvier :	moyenne de 4 observ.	1,29	
Février :	1 observation........	1,26	
Mars :	moyenne de 5 observ.	1,35	maximum : 1,40
Mai :	» de 3 »	1,19	
Juin :	» de 2 »	1,16	minimum : 1,14
Juillet :	» de 6 »	1,19	
Septembre :	» de 3 »	1,22	

Les observations ont été faites chez moi, près du Jardin des Plantes, excepté celle du 11 juillet, qui a été faite à Palavas, au bord de la mer.

L'examen de ce Tableau confirme plusieurs des conclusions que nous avons déduites de la discussion des observations de 1875; les intensités calorifiques sont très fortes pendant le mois de janvier, tandis qu'elles ont été relativement faibles pendant le mois de juillet. Elle est la plus forte pendant le mois de mars, où elle atteint un maximum de 1,40; l'intensité diminue toujours beaucoup en été.

Les périodes remarquables que nous avons signalées dans le courant de l'année 1875 se retrouvent encore en 1876; en effet :

1° Dans la seconde moitié du mois de mars, la radiation atteint les plus fortes valeurs de toute l'année;

2° L'intensité diminue beaucoup pendant les mois de mai, juin et juillet.

Les pluies de septembre ayant fait défaut cette année, la radiation solaire a conservé une valeur assez élevée. Les observations d'octobre n'ont pu être faites, et nous manquons de données pour le reste de l'année.

Il est facile de constater combien l'influence de la direction du vent est considérable; les plus faibles intensités s'observent toujours par des vents de S., S.-E. et N.-E., tandis que les plus fortes se produisent toujours par les vents de N., N.-N.-O. et N.-O..

11 *juillet. — Palavas, au bord de la mer.*

Journée magnifique. Avant le lever du Soleil, l'horizon était à peine vaporeux et le ciel très limpide; quelques légers cirrhus vers le S. se sont dissipés après le lever du Soleil; vent très faible du N.-O. Le Soleil s'est levé dans la direction du mont Ventoux qui était dessiné à l'horizon en bleu foncé au moment du lever.

Vers 7^h du matin, quelques légers cirrhus à l'E. et au S. se sont entièrement dissipés à 8^h.

Mer très calme; pas de trace de mirage durant toute la journée ([1]).

Vers $5^h 30^m$, vent N.-O. assez fort; vers 7^h, légers stratus à l'horizon vers l'O. mais n'atteignant pas le Soleil.

Deux actinomètres identiques, comparés avec soin la veille, ont été observés pendant la plus grande partie de la journée, afin d'établir la valeur exacte du rapport de leurs indications; l'un d'eux était observé directement; l'autre portait sur son orifice une cuve à faces parallèles contenant une couche d'eau distillée de $0^m,01$ d'épaisseur. Autant que possible, ils ont été observés simultanément, les lectures étant faites toutes les minutes sur l'un et une demi-minute après sur l'autre. Le rapport de leurs indications corrigées donnait la transmission à travers $0^m,01$ d'eau.

([1]) Le mirage se produit souvent par des journées très calmes et très chaudes des mois de juillet et d'août, d'Aigues-Mortes à Cette. Voir, à ce sujet, les observations de M. Parès, *Académie des Sciences et Lettres de Montpellier* (*Mémoires de la Section des Sciences*, t. III, p. 1 et 493).

TEMPS solaire vrai.	CALORIES REÇUES directement C.	CALORIES REÇUES à travers $0^m,01$ d'eau.	TRANSMISSION.	ÉPAISSEUR atmosphérique.	log cos z.	C cos z.
h m	cal			m		
4.47	0,264	//	//	//	$\bar{2}$,68163	0,013
4.58	//	0,243	//	8,90	//	//
5. 7	0,449	//	0,657 (1)	//	$\bar{1}$,01893	0,047
5.13	//	0,324	//	//	//	//
5.19	0,569	//	//	7,10	$\bar{1}$,14254	0,079
5.25	//	0,434	//	//	//	//
5.54	0,819	0,576	0,704	4,00	//	//
6.21	0,925	0,643	0,695	3,10	$\bar{1}$,51332	0,316
7.30	1,060	0,748	0,712	1,92	$\bar{1}$,71233	0,547
7.48	1,085	0,748	0,696	1,70	$\bar{1}$,75000	0,610
9.19	1,175	0,805	0,683	//	$\bar{1}$,88800	0,908
10. 8	1,194	//	//	1,15	$\bar{1}$,92800	1,012
10.23	1,205	0,805	0,666	1,13	$\bar{1}$,93900	1,047
midi.44	1,170	0,833	0,703	1,07	$\bar{1}$,96500	1,079
2. 9	1,180	0,820	0,695	1,19	$\bar{1}$,91700	0,975
3.32	1,115	0,762	0,683	1,47	$\bar{1}$,82000	0,736
5. 8	0,860	//	//	2,50	$\bar{1}$,61500	0,354
5.33	0,812	0,600	0,735	2,95	$\bar{1}$,52900	0,275
6.18	0,700	0,476	0,676	4,14	$\bar{1}$,22710	0,169
6.32	0,641	0,430	0,671	5,80	$\bar{1}$,21800	0,106
6.45	0,450	0,324	0,721	7,50	//	//

Le 11 juillet lever du Soleil à Palavas, $4^h 30^m$ du matin.
» coucher » $7^h 40^m$ du soir.

(1) D'après des mesures faites sur les deux courbes.

Observations météorologiques.

TEMPS vrai.	THERMOMÈTRES sec.	THERMOMÈTRES mouillé.	ÉTAT hygrométrique.	POIDS de l'eau contenue dans 1mc d'air.	VENT.
h m	o	o		gr	
4.44	18,6	16,5	0,790	12,12	N.-O. léger.
6.25	21,4	17,7	0,680	12,65	N.-N.-O. léger; se rapproche de plus en plus du N., qu'il atteint à 11h.
6.52	22,3	18,2	0,655	12,76	
7.54	23,8	18,8	0,600	12,72	
9. 8	25,4	18,8	0,500	12,70	
10.11	26,8	19,4	0,465	11,64	
11.15	27,9	19,5	0,420	11,25	N.-N.-O. léger.
midi.46	29,0	20,2	0,410	11,72	N.-O. léger.
3. 9	31,2	20,6	0,365	11,45	De 2h à 3h, le vent tourne au S.-O.
3.55	30,6	21,2	0,400	12,44	
4.43	29,4	21,2	0,450	13,14	N.-O. assez fort.
5.11	28,7	19,9	0,410	11,52	N.-O. assez fort.
5.36	28,2	20,5	0,465	12,56	N.-O. assez fort.
6.21	27,3	20,5	0,510	13,26	N.-O. faible.
6.35	27,0	20,3	0,520	13,31	N.-O. faible.
6.58	26,5	19,8	0,510	12,70	N.-O. assez fort.

L'état hygrométrique ayant varié de 0,790 au lever du Soleil à 0,365 à $3^h 9^m$, heure où il a atteint son minimum pour remonter à 0,520 vers le soir, la quantité de vapeur d'eau contenue dans 1^{mc} d'air a été calculée au moyen des formules connues; elle a varié assez peu pendant la journée; elle décroît cependant un peu vers le milieu de la journée, et sa valeur est plus grande le soir que le matin; elle est en moyenne de $12^{gr},37$, ce qui correspond à une couche d'eau liquide de $0^{mm},01237$ pour chaque épaisseur atmosphérique de 1^m dans le voisinage du sol.

La transmission de la radiation solaire totale à travers $0^m,01$ d'eau a paru augmenter de $4^h 50^m$ à $8^h 15^m$ du matin; sa valeur moyenne entre ces limites est 0,682.

De $7^h 15^m$ du matin à 1^h après midi, sa valeur paraît à peu près constante et égale en moyenne à 0,698.

De 1^h à 6^h du soir, elle augmente; sa valeur moyenne entre ces limites est 0,736.

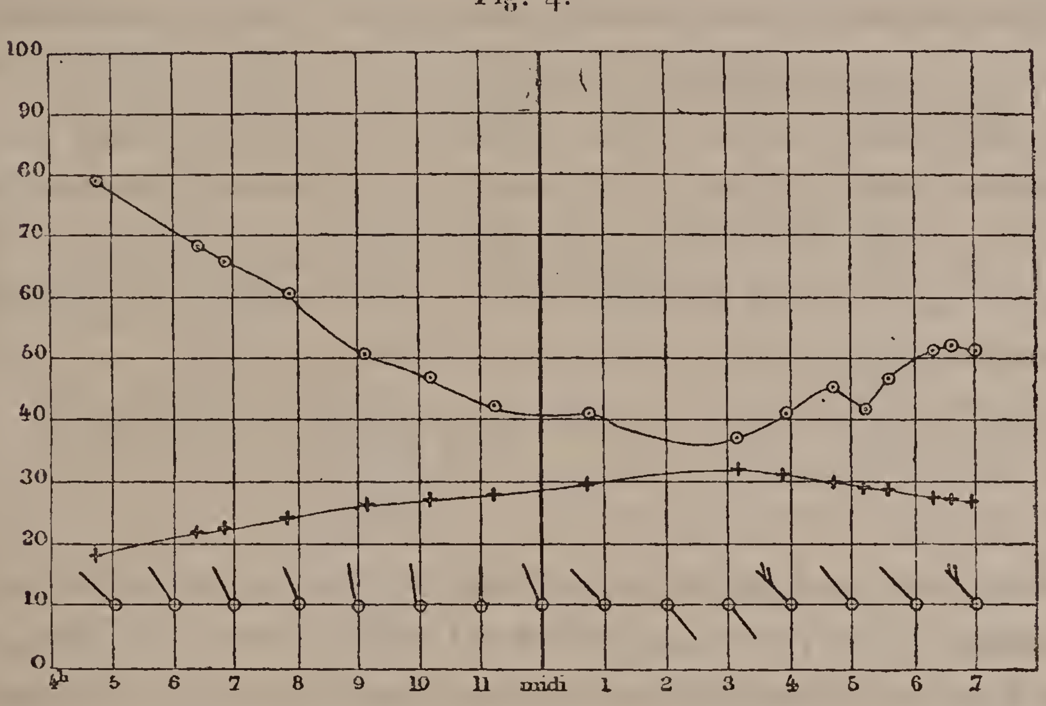
Enfin, après 6^h du soir, elle diminue et sa valeur moyenne est 0,689.

La température, qui était de 18°,6 après le lever du Soleil et de 26°,5 avant son coucher, a atteint un maximum de 31°,2 à $3^h 9^m$, époque du minimum de l'état hygrométrique.

La hauteur du baromètre, à midi, était de 762^{mm},12.

Les courbes de ces observations sont représentées *fig.* 4.

Fig. 4.



Les points entourés d'une petite circonférence indiquent l'état hygrométrique en centièmes.

Les points marqués par une petite croix donnent la température en degrés centigrades.

La direction du vent est celle des petites lignes qui se dirigent vers les petits cercles correspondants; sa force est indiquée par le nombre des petits traits obliques tracés à leur extrémité.

Observations faites pendant l'année 1877.

Les observations faites pendant l'année 1877 ont eu pour objet la mesure de l'intensité de la radiation solaire à midi et, quand cela a été possible, sa transmission à travers une épaisseur d'eau de 0^m,01.

Elles sont contenues dans le Tableau suivant :

DATE.	INTENSITÉ calorifique.	ÉPAISSEUR atmosphérique.	TRANSMISSION par $0^m,01$ d'eau.	ÉTAT hygrométrique.	BAROMÈTRE à zéro.	VENT.
30 janvier, midi	1,230	2,37	//	0,33	765,8	O. léger.
31 »	1,185	2,34	//	0,50	765,0	O. assez fort.
2 février, midi	1,210	2,28	0,669	0,32	768,6	N.-E. léger.
3 »	1,240	2,25	0,653	0,30	768,0	O. léger.
15 mars, midi.	1,320	1,43	0,699	0,35	769,9	O. léger.
22 mai, midi..	1,220	1,10	0,686	0,54	771,3	O. assez fort.
20 juin, midi.	1,154	1,06	0,668	0,47	764,2	S.-E. léger.
» $1^h 20^m$.	1,150	//	0,690	//	//	//
24 juin, midi.	1,217	1,06	0,691	0,32	763,0	O. léger.
28 » ..	1,023	1,06	//	0,26	764,0	E. léger.
28 juin, $1^h 37^m$	0,950	//	//	//	//	//
29 juin, $9^h 30^m$	1,158	//	//	0,35	761,0	N.-E. léger.
16 octobre, midi	1,260	1,72	//	0,32	770,3	N.-O. fort.

On voit que l'intensité calorifique est toujours très forte au mois de mars et relativement faible au mois de juin, ce qui s'accorde bien avec les résultats que nous avions déduits des observations des années précédentes.

MESURE DE LA TRANSMISSION DE LA RADIATION SOLAIRE A TRAVERS UNE COUCHE D'EAU.

Plusieurs physiciens, parmi lesquels nous citerons MM. Desains et Soret [1], se sont occupés de déterminer la proportion de l'énergie calorifique des radiations solaires transmises par une couche d'eau d'épaisseur déterminée.

Ces recherches sont d'un grand intérêt, car, si les me-

[1] DESAINS, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXX, p. 1420. — SORET, *Association française pour l'avancement des Sciences* (*Compte rendu de la Session de Bordeaux en* 1872, p. 282).

sures actinométriques *directes* donnent une évaluation approximative de l'intensité absolue de la somme des radiations de diverses réfrangibilités qui, ayant traversé les enveloppes gazeuses du Soleil et notre propre atmosphère, arrivent jusqu'à nous, la mesure de la transmission à travers l'eau de ces radiations, déjà atténuées par des absorptions antérieures, peut donner une mesure approchée de leur nature; nous savons, en effet, que les radiations les moins réfrangibles subissent, par l'action de l'air et plus spécialement de la vapeur d'eau atmosphérique, une absorption supérieure à celle qui s'exerce sur les rayons de courtes longueurs d'onde. Il est vrai que la transmission ainsi mesurée, c'est-à-dire le rapport de l'énergie de la radiation transmise par une couche d'eau de $0^m,01$ d'épaisseur, par exemple, à la radiation directe, ne représente pas uniquement la perte due à l'absorption exercée par la couche d'eau considérée; une partie de la radiation, en effet, est réfléchie par les surfaces du verre de la cuve et par les surfaces de séparation du verre et de l'eau; une autre partie subit une absorption en traversant les lames de glace qui forment les parois de la cuve, et ces deux quantités sont difficiles à mesurer. Mais si l'on remarque, d'une part, que la réflexion aux surfaces est à peu près constante, sous une incidence normale, et dépend peu de la nature du verre, d'autre part, que l'absorption par le verre lui-même n'est qu'une petite partie de celle qui est exercée par l'eau, on pourra conclure, avec une approximation suffisante, que le rapport obtenu dépend essentiellement de la composition du faisceau incident. M. Soret a opéré sur une couche d'eau de $0^m,06$ d'épaisseur, M. Desains sur une couche de $0^m,008$ d'épaisseur.

M. Soret a trouvé que la transmission est en général d'autant plus grande que l'air est plus pur et plus transparent, qu'elle varie aussi avec la hauteur du Soleil et qu'elle

atteint ses plus grandes valeurs vers midi. A transparence égale, ce rapport est d'autant plus grand que la vapeur d'eau atmosphérique est plus considérable, les rayons les moins réfrangibles étant les premiers absorbés.

M. Desains est arrivé aux résultats suivants.

La transmission a varié, dans ses expériences, de 0,63 à 0,71; mais ces variations, quoique étant nécessairement fonctions de l'épaisseur atmosphérique, semblent dépendre plus directement de la quantité de vapeur d'eau répandue dans l'air; les plus faibles ont été obtenues à des époques d'extrême sécheresse; les plus fortes aux époques où, l'épaisseur atmosphérique traversée par les rayons solaires étant cependant moindre, la quantité de vapeur d'eau contenue dans l'atmosphère était plus grande, en raison de l'élévation de température.

Il faut cependant remarquer que la vapeur d'eau n'est pas absolument incolore, puisque les raies telluriques, qui sont attribuées à son absorption élective, sont très marquées dans l'orangé, le jaune et le rouge, et qu'en même temps le spectre solaire est d'autant plus limité vers le violet que l'absorption atmosphérique est plus forte. M. Cornu a fait une étude spéciale de l'absorption atmosphérique exercée sur les rayons ultra-violets et a montré l'influence qu'exercent sur elle la hauteur du Soleil et l'altitude du lieu de l'observation.

J'ai fait quelques mesures de la transmission des radiations solaires à travers une épaisseur d'eau de $0^{m},01$ à diverses époques de l'année 1877. Les résultats que j'ai obtenus confirment les conclusions de M. Desains; on remarquera cependant que les différences des valeurs obtenues sont très faibles et que, dans les observations du 11 juillet 1876, l'épaisseur atmosphérique ayant varié d'un nombre voisin de l'unité à 7 environ, la transmission a subi des variations relativement faibles.

Or, dans ce cas, quelque peu élevé que soit l'état hygro-

métrique moyen de la couche atmosphérique traversée, il représente néanmoins une couche d'eau liquide d'une épaisseur assez notable, et, s'il est vrai que l'absorption atmosphérique soit due pour la plus grande part à la vapeur d'eau, nous sommes amené à conclure que l'absorption que ces radiations avaient subie avant d'arriver à notre atmosphère avait une valeur telle, que des variations considérables d'une absorption ultérieure étaient à peu près sans influence.

Ces observations sont aussi d'un certain intérêt pour la notion approximative de la température du Soleil. En effet, plus la température d'une source lumineuse est basse, plus la proportion relative des radiations de longueur d'onde considérable sera élevée; or, comme ce sont ces dernières qui sont le plus énergiquement absorbées par l'eau, la proportion des rayons émanant d'une source lumineuse, transmis par une couche d'eau d'épaisseur déterminée, sera d'autant plus faible que la température de la source sera plus basse.

M. Desains (1) a fait à ce sujet des mesures qui montrent quelle énorme disproportion il existe entre l'absorption par l'eau des radiations d'une source de lumière de température relativement basse et celles qui émanent du Soleil.

Il a trouvé que, dans le spectre solaire obtenu au moyen d'un prisme et d'une lentille de sel gemme, la chaleur confinée dans la partie lumineuse du spectre est environ un tiers de la chaleur totale, tandis que, dans le spectre du platine incandescent, elle n'en est qu'une fraction insignifiante, et qu'une couche d'eau de plus en plus épaisse interposée sur le trajet des radiations émises par le platine raccourcit la région obscure de son spectre de manière à ne lui laisser qu'une étendue beaucoup plus faible que

---

(1) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIV, p. 185; 1877.

dans le spectre solaire. Dans le spectre de la lumière électrique, la chaleur lumineuse est environ le sixième de la chaleur totale, tandis que cette même lumière transmise à travers une couche d'eau de $0^m,03$ à $0^m,04$ d'épaisseur réduit beaucoup la chaleur obscure sans modifier la chaleur lumineuse, qui devient alors, à peu près comme dans le spectre solaire, un tiers de la chaleur totale; cependant ce spectre ne peut être comparé à celui de la lumière solaire, car il s'étend moins que ce dernier, surtout vers le violet.

Comme on le voit, cette dernière circonstance confirme ce que nous avions dit et attribue à la lumière de la lampe électrique une température moyenne d'émission inférieure à celle du soleil.

M. Desains fait aussi remarquer que, d'après les estimations ordinaires, la vapeur d'eau contenue dans une colonne d'air de même hauteur que l'atmosphère terrestre formerait, en se condensant, une couche d'eau de $0^m,04$ d'épaisseur environ.

On comprend alors pourquoi l'interposition d'une couche d'eau de $0^m,01$ d'épaisseur exerce sur les radiations solaires une absorption additionnelle qui varie fort peu avec l'épaisseur atmosphérique traversée. Dans mes observations de Palavas, l'épaisseur atmosphérique, variant de 1 à 7, pendant la journée, représenterait donc une absorption égale à celle que produirait une couche d'eau de $0^m,04$ à $0^m,28$; l'addition de $0^m,01$ d'eau produira donc d'autant moins d'effet que la couche d'eau atmosphérique traversée antérieurement est plus épaisse; ce résultat est d'accord avec les résultats de mes mesures.

Remarquons d'ailleurs que le phénomène de l'absorption par une couche d'eau est complexe, comme nous l'avons déjà dit, et que ses variations sont en partie marquées par la perte par réflexion qui a lieu aux surfaces des lames de glace qui constituent les parois de la cuve. Enfin

M. Violle (¹) a montré que, en élevant la température du platine à son point de fusion, la transmission des radiations qu'il émet par une lame d'alun de $0^m,004$ d'épaisseur atteint les $\frac{2}{9}$ de celle qui est obtenue au moyen d'une lame de sel gemme de même épaisseur; ici encore, l'influence de la température d'émission est accusée dans le sens prévu par la théorie.

DÉTERMINATION DIRECTE DE LA TRANSMISSION PAR UNE COUCHE D'EAU D'ÉPAISSEUR VARIABLE DES RADIATIONS CALORIFIQUES ÉMISES PAR LES SOURCES LUMINEUSES.

J'ai fait usage, comme sources de lumière, de la flamme d'un bec de gaz papillon et de la lumière oxyhydrique (gaz de l'éclairage et oxygène projetés sur un prisme de chaux). La source de lumière était enfermée dans une lanterne de Duboscq; j'ai pris soin, pour éviter l'influence du mélange de la lumière directe avec de la lumière réfléchie, de supprimer le miroir concave et le système de lentilles destiné à paralléliser la lumière. Pour la lumière oxyhydrique, j'ai comparé l'intensité lumineuse à celle d'une bougie stéarique prise pour unité au moyen d'un photomètre de Foucault, qui, observé pendant la durée de l'expérience, permettait de s'assurer de la constance de l'intensité de la source de lumière étudiée.

La lumière, émise librement, était reçue sur une cuve en glace formée d'une glace fixe disposée verticalement à l'extrémité d'un tube en laiton horizontal, muni d'un presse-étoupes à l'autre extrémité et faisant ainsi fonction de corps de pompe; dans ce tube pouvait s'enfoncer à volonté un autre tube en laiton portant à son extrémité, en regard de la glace fixe, une glace qui pouvait s'écarter de la première par un mouvement de crémaillère; le

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 171.

corps de pompe communiquait par un tube avec un réservoir plein d'eau distillée, de manière à maintenir constamment plein d'eau l'espace compris entre les deux glaces; une graduation gravée sur la crémaillère, en face de laquelle se trouvait un index fixe, permettait de mesurer l'épaisseur de la couche d'eau interposée.

Le faisceau ainsi tamisé était reçu sur une pile thermo-électrique, dont le courant était mesuré au moyen d'un galvanomètre de Ruhmkorff d'une grande sensibilité, à aiguilles astatiques, dont la déviation était observée par réflexion avec une échelle divisée et une lunette.

Bec de gaz, flamme papillon.

Intensité de la radiation directe (sans interposition de la cuve)..	100,0
Cuve interposée, les deux glaces au contact...	16,5
Cuve contenant une épaisseur d'eau de $0^m,01$......	5,5
» » $0^m,02$......	4,7
» » $0^m,03$......	3,7
» » $0^m,07$.......	3,1

On voit donc que le verre seul de la cuve exerce une absorption considérable et que, l'épaisseur de la couche d'eau interposée croissant continuellement, l'intensité de la radiation transmise décroît en tendant vers une limite très faible, voisine probablement de 3. La chaleur transmise tend donc approximativement vers les $\frac{3}{100}$ de la chaleur directe.

Lumière oxyhydrique.

	Intensités.		
	160 bougies.	100 bougies.	36 bougies.
Radiation directe. Intensité...	100,0	100,0	100,0
Cuve avec les deux glaces au contact...............	39,4	30,6	26,5

	INTENSITÉ.		
	160 bougies.	100 bougies.	36 bougies.
Interposition de $0^m,01$ d'eau.	24,5	11,2	10,3
» $0^m,02$ »	18,3	10,3	»
» $0^m,03$ »	»	»	8,1
» $0^m,04$ »	»	8,1	7,6
» $0^m,05$ »	»	»	7,3
» $0^m,08$ »	»	6,3	»

Les intensités, exprimées en fonction de la déviation du galvanomètre, étaient ramenées à ce qu'elles seraient pour une intensité de la radiation directe égale à 100.

Les Tableaux ci-dessus sont déduits d'une série d'observations assez concordantes. On voit que la chaleur transmise décroît rapidement à mesure que l'épaisseur d'eau interposée augmente, et qu'elle paraît tendre asymptotiquement vers une valeur d'autant plus grande que la température d'émission de la source lumineuse est plus élevée.

La proportion transmise à travers une cuve contenant une épaisseur d'eau de $0^m,01$ est :

Pour la lumière du gaz.	0,055
Pour la lumière Drummond (36 bougies). . .	0,103
Pour la même lumière (100 bougies).	0,112
Pour la même lumière (160 bougies).	0,245
Pour la lumière solaire, environ.	0,700

La transmission croît avec la température d'émission et accuse pour le Soleil une température moyenne considérablement supérieure à celle de la lumière Drummond.

L'étude de la transmission à travers l'eau ne fournit pas de données assez certaines pour que l'on puisse espérer d'en déduire même approximativement la température d'émission : elle ne donne que le sens de sa variation ; aussi ai-je cherché dans l'analyse spectrométrique de la lumière émise un moyen plus sûr de mesurer les températures.

MESURE DE LA QUANTITÉ DE CHALEUR SOLAIRE REÇUE PENDANT UNE JOURNÉE SUR LA SURFACE DU SOL.

Il était intéressant de chercher quelles sont, à diverses époques de l'année, les quantités de chaleur reçues pendant une journée sur la surface horizontale du sol ; ces déterminations pourront peut-être intéresser l'étude de quelques-uns des phénomènes de la végétation et fournir des données utiles à l'étude de la propagation de la chaleur solaire dans la masse du sol.

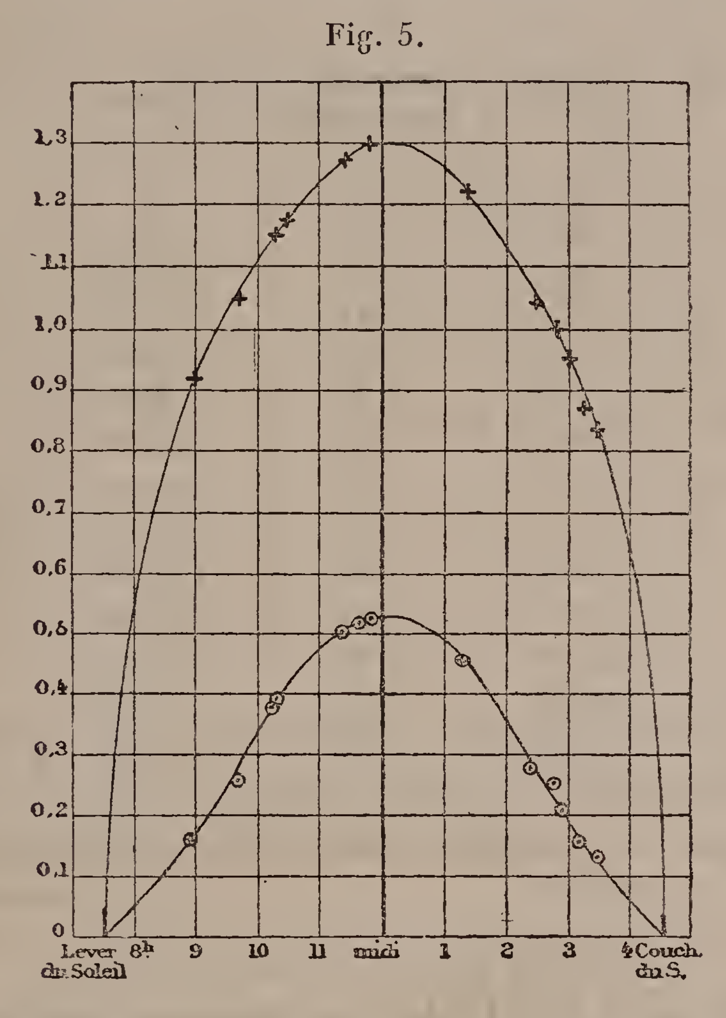
Dans ce but, j'ai calculé les observations faites pendant deux journées normales, c'est-à-dire pendant lesquelles le Soleil a brillé sans interruption, remarquables par la continuité de la transparence calorifique de l'atmosphère et choisies aussi près que possible l'une du solstice d'hiver, l'autre du solstice d'été.

J'ai déjà donné (¹) les mesures de l'intensité calorifique des radiations solaires faites à Montpellier pendant la journée du 4 janvier 1876. Cette série a été remarquable par la sérénité constante du ciel et par la symétrie très approchée de la courbe horaire des intensités calorifiques par rapport à l'ordonnée passant par le midi vrai. La quantité totale de chaleur reçue normalement à la direction des rayons solaires, pendant toute la journée, sur une surface de 1^{cq}, pourrait s'obtenir par une intégration de la courbe horaire des intensités calorifiques ; mais il est plus simple et tout aussi précis de tracer sur une feuille de papier d'épaisseur bien uniforme la courbe horaire des calories depuis le moment du lever du Soleil jusqu'à celui de son coucher, de découper exactement cette courbe, et de peser son aire comprise entre la courbe et l'axe des abscisses ; si, d'autre part, on pèse le rectangle de papier dans lequel elle est inscrite, on obtiendra le poids du papier corres-

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 5ᵉ série, t. XI, p. 504.

pondant à un nombre de calories reçues normalement par minute sur 1^{cq}, égal au produit du nombre de minutes compris entre le moment du lever du Soleil et celui de son coucher, qui représente la base du rectangle (*fig.* 5), par sa hauteur exprimée en calories; on obtiendra ainsi le poids de 1^{cal}, et le quotient du poids de l'aire de la courbe par celui de 1^{cal} donnera le nombre cherché. Il est utile de

Fig. 5.



peser préalablement des rectangles découpés dans la même feuille de papier et de s'assurer que leurs poids sont exactement proportionnels à leurs surfaces.

Connaissant l'heure en temps solaire vrai du milieu de chaque observation, nous pourrons, au moyen d'une formule connue, calculer la distance zénithale du Soleil à ce moment; multipliant l'intensité de la radiation reçue normalement sur 1^{cq} par le cosinus de la distance zénithale, nous obtiendrons la quantité de chaleur reçue en une minute sur 1^{cq} d'une surface horizontale exposée aux rayons

solaires. Il suffira donc de tracer la courbe horaire des calories reçues horizontalement sur l'unité de surface, et de la peser, pour obtenir la quantité totale de chaleur reçue sur 1^{cq} de la surface horizontale du sol pendant la durée totale de la journée.

Voici le Tableau des calculs effectués pour la journée du 4 janvier 1876.

TEMPS solaire vrai.	CALORIES C.	ÉPAISSEUR atmosphérique.	log cos z.	C cos z.
h m 8.49	0,920	5,32	$\bar{1}$,2570	0,1663
9.21	1,049	3,97	$\bar{1}$,3910	0,2581
10.15	1,153	3,01	$\bar{1}$,5270	0,3880
10.19	1,171	2,96	$\bar{1}$,5300	0,3968
11.21	1,275	2,52	$\bar{1}$,5950	0,5018
11.42	1,282	2,47	$\bar{1}$,6050	0,5163
11.46	1,288	2,46	$\bar{1}$,6070	0,5211
1.18	1,220	2,75	$\bar{1}$,5700	0,4533
2.34	1,036	3,88	$\bar{1}$,4170	0,2706
2.40	1,005	4,02	$\bar{1}$,3900	0,2467
2.56	0,950	4,60	$\bar{1}$,3270	0,2017
3.13	0,865	5,45	$\bar{1}$,2450	0,1521
3.23	0,840	6,14	$\bar{1}$,1930	0,1310

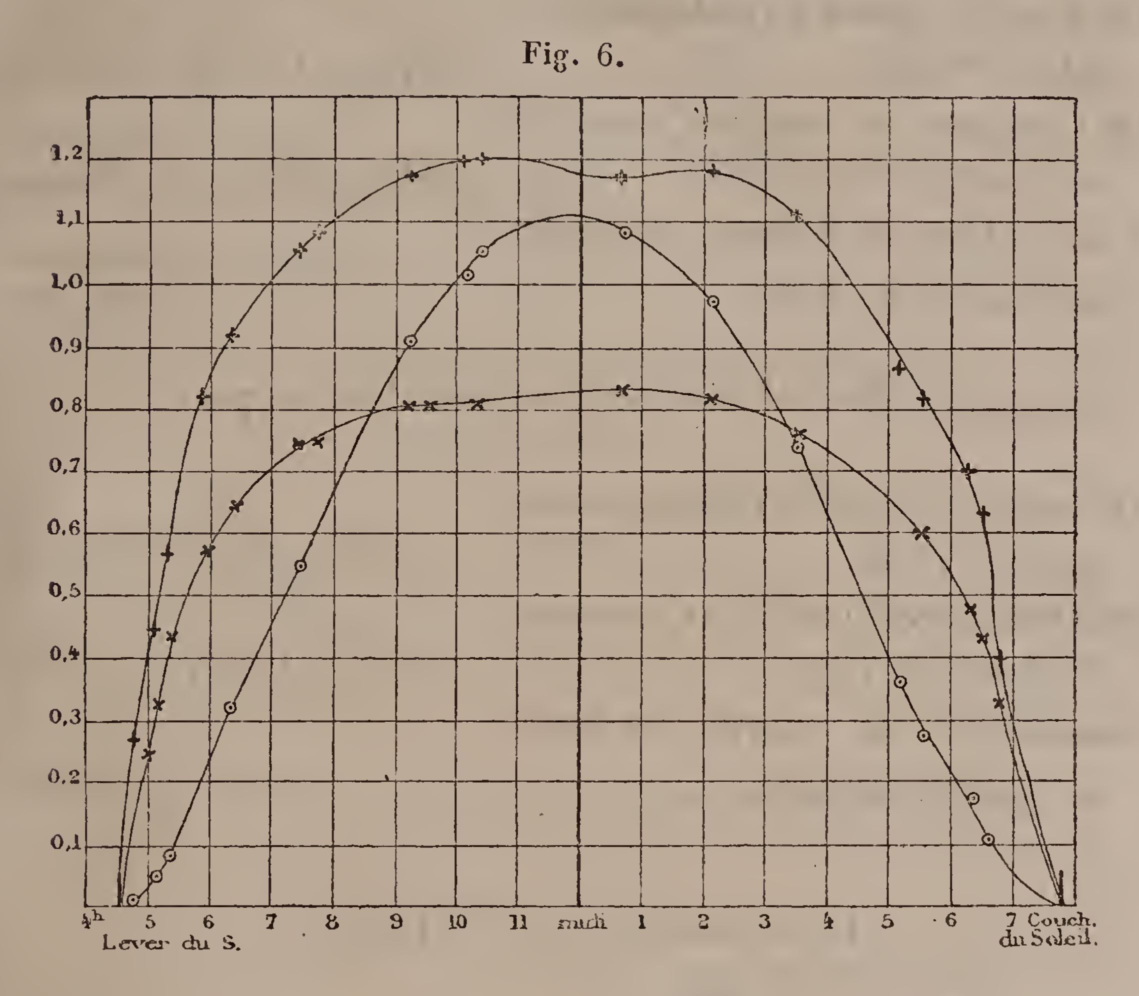
Le 4 janvier, lever du Soleil à Montpellier à 7^{h}36^m du matin.
» coucher » 4^{h}17^m du soir.

Une autre série très belle a été obtenue pendant la journée du 11 juillet 1876, à Palavas (p. 177).

Les observations faites pendant cette journée accusent la dissymétrie spéciale aux journées d'été, et dont j'ai déjà parlé dans mon premier travail. J'ai fait les mêmes calculs et les mêmes opérations sur les deux courbes des intensités horizontales et normales. Dans le Tableau de la page 177, les deux dernières colonnes contiennent l'une le logarithme du cosinus de la distance zénithale, l'autre le produit des calories reçues normalement C par le cosinus en question;

on peut voir (*fig.* 6) les tracés des deux courbes dont nous venons de parler. Les croix droites représentent la radia-

Fig. 6.



tion directe; les croix obliques, la radiation transmise par $0^m,01$ d'eau, et les points entourés d'une petite circonférence, les valeurs de $C \cos z$.

Observations du 4 janvier.

Les courbes ont été tracées sur un rectangle en papier comprenant à sa base de 7^h du matin à 5^h du soir, c'est-à-dire dix heures, chaque heure étant représentée par $0^m,020$ et dont la hauteur égale $1^{cal},3$, chaque calorie étant représentée par $0^m,200$; son poids représente

$$1^{cal},3 \times 600 = 780^{cal};$$

il est égal à $6^{gr},375$. Donc 1^{gr} correspond à

$$\frac{780^{cal}}{6,375} = 122^{cal},3.$$

La courbe des calories reçues sur le sol pèse :

Du lever du Soleil à l'ordonnée de midi, $0^{gr},649$	$0,649 \times 122^{cal},4 = 78^{cal},86$
De l'ordonnée de midi au coucher du Soleil, $0^{gr},662$	$0,662 \times 122,4 = 82,31$
Nombre total de calories, du lever au coucher du Soleil	$161,17$

La courbe des calories reçues normalement pèse :

Du lever du Soleil à l'ordonnée de midi, $2^{gr},176$	$2,176 \times 122^{cal},4 = 264^{cal},4$
De l'ordonnée de midi au coucher du Soleil, $2^{gr},227$	$2,227 \times 122,4 = 270,6$
Nombre total de calories, du lever au coucher du Soleil	$535,0$

Observations du 11 juillet.

Les courbes ont été tracées sur un rectangle en papier comprenant à sa base de 4^h du matin à 8^h du soir, c'est-à-dire seize heures, chaque heure étant représentée par $0^m,020$ et dont la hauteur égale $1^{cal},3$, chaque calorie correspondant à une ordonnée de $0^m,200$; son poids représente $1^{cal},3 \times 16 \times 60 = 1248^{cal}$; il est égal à $10^{gr},206$. Donc 1^{gr} représente $\frac{1248^{cal}}{10,206} = 122^{cal},2$.

La courbe des calories reçues sur le sol pèse :

Du lever du Soleil à l'ordonnée de midi, $2^{gr},403$	$2,403 \times 122,2 = 293^{cal},5$
De l'ordonnée de midi au coucher du Soleil, $2^{gr},297$	$2,297 \times 122,2 = 280,6$
Nombre total de calories, du lever au coucher du Soleil	$574,1$

La courbe des calories reçues normalement pèse :

Du lever du Soleil à l'ordonnée de midi, $3^{gr},696$	$3,696 \times 122,2 = 451^{cal},5$
De l'ordonnée de midi au coucher du Soleil, $3^{gr},478$	$3,478 \times 122,2 = 424,9$
Nombre total de calories, du lever au coucher du Soleil	$876,4$

Voici les résultats de ces mesures pour ces deux journées :

4 *janvier* 1876.

	CHALEUR REÇUE SUR 1cq	
	normalement.	à la surface du sol.
1° Du lever du Soleil à midi....	$264^{cal},4$	$78^{cal},9$
2° De midi au coucher du Soleil.	270,6	82,3
3° Du lever au coucher du Soleil.	535,0	161,2

Les calories reçues normalement ont varié entre 0^{cal} et $1^{cal},29$ en neuf heures; à la surface du sol, entre 0^{cal} et $0^{cal},53$.

La chaleur totale reçue par le sol est les 0,301 de la chaleur reçue normalement.

11 *juillet* 1876.

	CHALEUR REÇUE SUR 1cq	
	normalement.	à la surface du sol.
1° Du lever du Soleil à midi....	$451^{cal},5$	$293^{cal},5$
2° De midi au coucher du Soleil.	424,9	280,6
3° Du lever au coucher du Soleil.	876,4	574,1

Les calories reçues normalement ont varié entre 0^{cal} et $1^{cal},22$ en quinze heures; à la surface du sol, entre 0^{cal} et $1^{cal},10$.

La chaleur totale reçue par le sol est les 0,655 de la chaleur reçue normalement.

La chaleur reçue normalement le 4 janvier est les 0,610 de celle qui est reçue le 11 juillet.

La chaleur reçue par la surface du sol le 4 janvier est les 0,281 de celle qui est reçue le 11 juillet.

Ces nombres donnent une mesure précise des inégalités produites en hiver et en été, par suite de l'obliquité des rayons solaires et par la durée variable de l'apparition du Soleil au-dessus de l'horizon, entre les valeurs absolues de l'intensité de la radiation solaire et les rapports de la quantité de chaleur rayonnée directement à celle qui est reçue par la surface horizontale du sol.

Je viens de donner les résultats des mesures que j'ai faites dans le but d'obtenir une valeur approchée de l'intensité calorifique des radiations solaires prises dans leur ensemble. La solution complète de la question qui nous occupe consisterait à refaire ces mesures, non plus sur la totalité des radiations simples qui composent la lumière solaire, mais sur chacune d'elles en particulier. Ce travail est intimement lié à la connaissance préalable des lois qui relient l'intensité de chacune de ces radiations à la température de la source qui les émet. Ce sont là deux ordres de recherches qui ont entre elles une étroite liaison et qui comprennent le problème général de l'émission et de l'absorption des radiations.

SUR LA MATIÈRE RADIANTE.

CONFÉRENCE FAITE A SHEFFIELD, LE 22 AOUT 1879, DEVANT L'ASSOCIATION BRITANNIQUE POUR L'AVANCEMENT DES SCIENCES;

PAR M. WILLIAM CROOKES,
Membre de la Société Royale de Londres.

Pour bien comprendre le titre de cette conférence, il faut se reporter à une époque éloignée de nous de plus de soixante ans, à l'année 1816. Faraday, à peine âgé de 24 ans et au début de sa carrière, simple étudiant encore, mais expérimentateur passionné, fit à cette époque une série de leçons sur les propriétés générales de la matière, et l'une d'elles porta le titre remarquable *Sur la matière radiante*. Les notes du grand physicien sur cette leçon se trouvent dans l'Ouvrage du Dr Bence Jones : *Vie et Lettres de Faraday*. Je citerai ici le passage où il emploie pour la première fois l'expression *matière radiante*.

Si nous concevons un changement aussi éloigné de la vaporisation que celle-ci est au-dessus de la fluidité, si alors nous tenons compte de l'étendue de l'altération à mesure que le changement s'accentue, et alors, si nous sommes capables de former une conception quelconque de cette altération, nous ne tomberons peut-être pas loin de la matière radiante; et, de même que dans la dernière transformation nombre de qualités ont été perdues, de même ici un plus grand nombre encore disparaîtraient.

Faraday fut évidemment absorbé par cette spéculation de longue portée, car trois ans plus tard, en 1819, nous le voyons apporter de nouvelles preuves et de nouveaux arguments pour fortifier cette surprenante hypothèse. Ses notes sont maintenant plus étendues et montrent que dans cet intervalle de trois ans il a beaucoup et profondé-

ment pensé sur cette forme plus élevée de la matière. Il fait remarquer d'abord que la matière peut être envisagée sous quatre états différents, qui sont : solide, liquide, gazeux et rayonnant, ces modifications dépendant de différences dans les propriétés essentielles de chacun d'eux. Il admet que l'existence de la matière radiante n'est pas encore démontrée, et alors il procède, dans une série d'arguments ingénieux, par analogie, à démontrer la probabilité de son existence ([1]).

([1]) « Je puis maintenant faire remarquer une curieuse progression dans les propriétés physiques, qui accompagne le changement de forme, et qui est peut-être suffisante pour déterminer, dans l'inventif et ardent savant, un degré considérable de croyance dans l'association de la forme radiante avec les autres formes dans la classe des changements que j'ai mentionnés.

» A mesure que nous nous élevons de l'état solide aux états liquide et gazeux, les propriétés physiques diminuent en nombre et en variété, chaque état perdant quelque propriété appartenant à l'état précédent. Quand les solides sont convertis en liquides, les variétés de dureté et de mollesse sont nécessairement perdues. Les formes cristalline et autres sont détruites. L'opacité et la couleur font fréquemment place à un aspect incolore et transparent, en même temps que les particules deviennent animées d'un mouvement général.

» Passant plus avant, jusqu'à l'état gazeux, un plus grand nombre encore des caractères des corps sont anéantis. Les grandes différences dans leurs poids disparaissent presque; les différences de couleur, qui restaient encore, finissent également par se perdre. Tous deviennent transparents et élastiques. Ils forment maintenant une seule série de substances, et les variétés de dureté, opacité, couleur, élasticité et forme, qui rendent le nombre de solides et fluides presque infini, sont maintenant substituées par quelques légères variations en poids et quelques nuances insignifiantes de couleur.

» Pour ceux donc qui admettent la forme rayonnante de la matière, il n'existe aucune difficulté dans la simplicité des propriétés qu'elle possède, mais plutôt un argument en leur faveur. Ces personnes nous montrent bien une diminution graduelle de propriétés dans la matière, diminution que nous pouvons apprécier à mesure que la matière parcourt l'échelle de formes, et elles seraient étonnées si cet effet devait cesser avec l'état gazeux. Elles font remarquer les efforts plus grands que la nature fait à chaque pas du changement et pensent, par conséquent, que ce changement devrait être des plus grands dans le passage de la forme gazeuse à la forme radiante. » (*Vie et Lettres de Faraday*, t. I, p. 308.)

Si, au commencement de ce siècle, on nous avait demandé ce que c'est qu'un gaz, nous aurions répondu que c'est de la matière dilatée et raréfiée, impalpable jusqu'à un certain point, excepté lorsqu'elle est animée d'un mouvement violent; invisible, incapable d'être réduite à une forme définie ou de la prendre, comme les substances solides, ou de former des gouttes comme les liquides; toujours prête à se dilater lorsqu'on ne lui oppose aucune résistance, et de se contracter quand elle est soumise à la pression. Ce sont là les principaux attributs que l'on assignait aux gaz il y a soixante ans. Les recherches modernes ont grandement étendu et modifié nos vues sur la constitution de ces fluides élastiques. Les gaz sont maintenant considérés comme étant formés d'un nombre presque infini de petites particules ou molécules qui se meuvent constamment dans toutes les directions avec des vitesses de toutes les amplitudes. Comme ces molécules sont extrêmement nombreuses, il s'ensuit qu'aucune molécule ne peut se mouvoir un peu loin, dans n'importe quelle direction, sans toucher quelque autre molécule. Mais, si nous épuisons l'air ou le gaz contenu dans un vase fermé, le nombre des molécules diminue, et la distance à travers laquelle l'une d'elles peut se mouvoir sans arriver en contact avec une autre est augmentée, la longueur moyenne du chemin de libre parcours étant en raison inverse du nombre des molécules présentes. Plus l'épuisement est prolongé et plus augmente la longueur moyenne de la distance qu'une molécule peut parcourir avant qu'une collision ait lieu, ou, en d'autres termes, plus le chemin de libre parcours est long et plus les propriétés physiques du gaz ou de l'air sont modifiées. Ainsi, à un certain degré de raréfaction, les phénomènes du radiomètre deviennent possibles; en poussant encore plus loin la raréfaction, ou, ce qui revient au même, en diminuant le nombre des molécules dans un espace donné

et en augmentant la distance moyenne de leur libre parcours, on peut obtenir d'autres résultats, sur lesquels je vais appeler votre attention. Ces phénomènes sont si distincts de tout ce qui se passe dans l'air ou dans un gaz à la pression ordinaire, que nous sommes portés à admettre que nous nous trouvons en face de la matière dans un quatrième état ou condition, condition aussi éloignée de l'état de gaz qu'un gaz l'est d'un liquide.

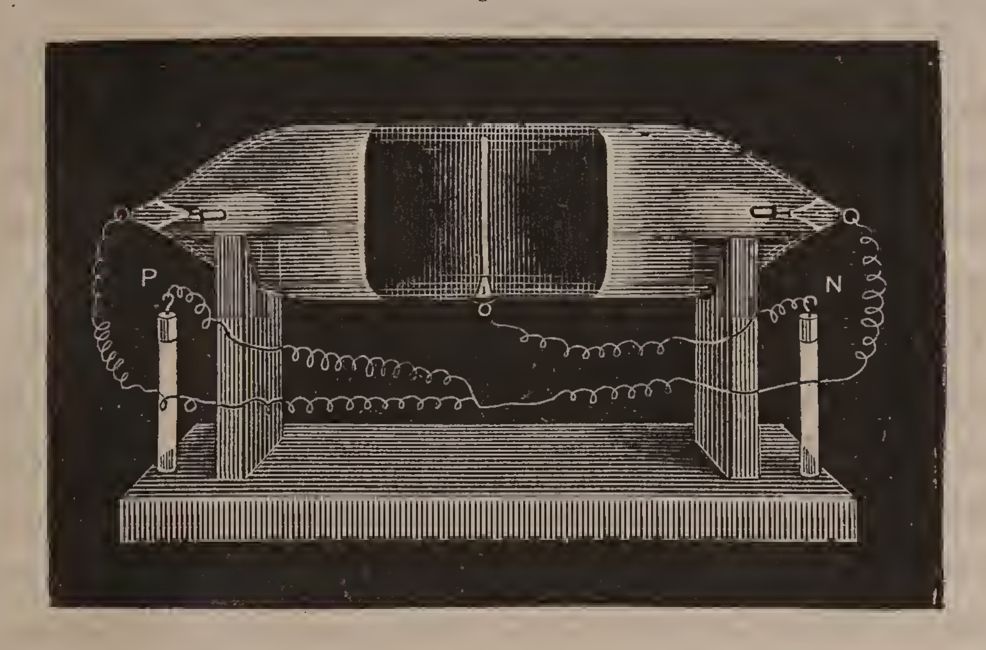
Moyenne de libre parcours. — Matière radiante.

Je crois, depuis longtemps déjà, qu'un certain aspect bien connu et observé dans les tubes où l'on a fait le vide est intimement lié avec les phénomènes relatifs à la distance moyenne du libre parcours des molécules. Quand on examine le pôle négatif pendant que la décharge d'une bobine d'induction passe à travers un tube vide, on voit un espace obscur autour du pôle. On constate que cet espace obscur augmente et diminue suivant que le degré de vide varie, de même que la moyenne du chemin de libre parcours des molécules augmente et diminue. A mesure que l'on est conduit à concevoir que l'un devient plus grand, on voit en réalité que l'autre croît en dimension, et, si le vide est insuffisant pour permettre un grand essor aux molécules avant qu'elles entrent en collision, le passage de l'électricité montre que l'*espace obscur* s'est réduit à des dimensions très petites. Nous concluons, naturellement, que l'espace obscur est la moyenne du chemin de libre parcours des molécules du gaz qui reste, conclusion que l'expérience confirme.

Je m'efforcerai de rendre cet *espace obscur* visible pour tous ceux qui sont présents. Voici un tube (*fig.* 1) muni, au centre, d'un pôle sous la forme d'un disque de métal, et d'autres pôles aux extrémités. Le pôle du centre est rendu négatif, et les deux pôles extrêmes, réunis ensemble,

forment l'extrémité positive. L'espace obscur se trouvera dans le centre. Quand le degré de vide n'est pas très grand, l'espace obscur s'étend très peu de chaque côté du pôle négatif, dans le centre. Quand l'épuisement du tube est bon, comme c'est le cas du tube qui se trouve devant vous,

Fig. 1.



et que je fais passer le courant de la bobine, l'espace obscur s'étale à environ 1 pouce de chaque côté.

Nous voyons donc ici l'étincelle d'induction qui éclaire actuellement les lignes de la pression moléculaire causée par l'impulsion donnée par le pôle négatif. L'épaisseur de cet espace obscur est la mesure de la moyenne du libre parcours entre les collisions successives des molécules du résidu de gaz. L'extra-vitesse avec laquelle les molécules électrisées négativement rebondissent du pôle excité arrête les molécules qui s'avancent vers ce pôle et se meuvent plus lentement. Un conflit a lieu dans les limites de l'espace obscur, où les bords lumineux témoignent de l'énergie de la décharge.

Par conséquent, le gaz qui reste (ou, comme je préfère l'appeler, le résidu gazeux) dans l'espace obscur est dans un état entièrement différent de celui des gaz qui restent dans des vaisseaux réduits à un degré de vide inférieur.

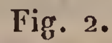
Je cite ici les propres paroles de notre président de l'année dernière dans son discours prononcé à Dublin :

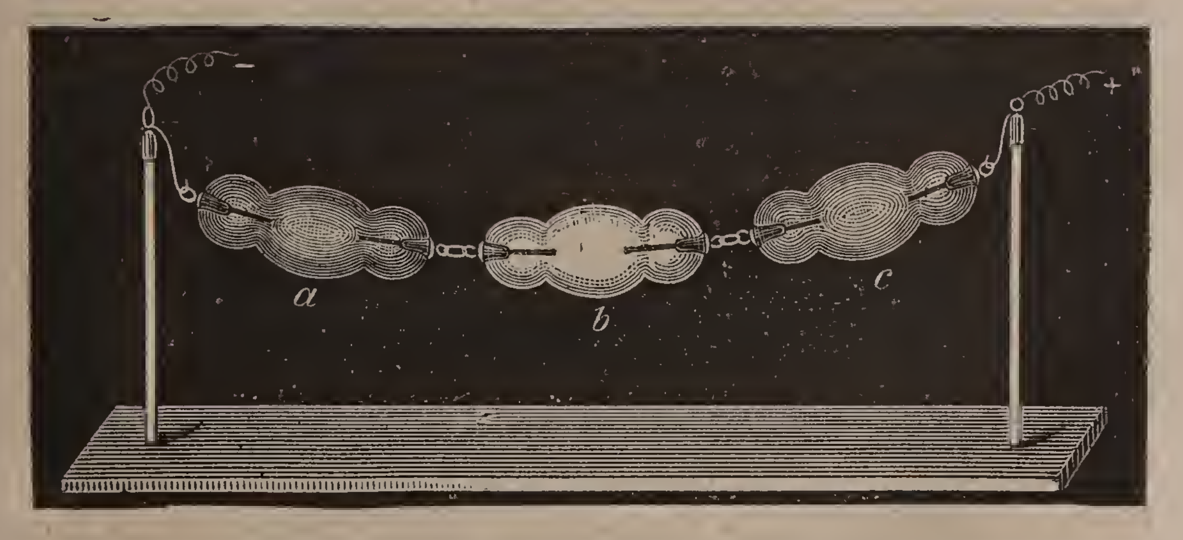
> Dans la colonne épuisée, nous avons un véhicule pour l'électricité, pas constant comme un conducteur ordinaire, mais modifié lui-même par le passage de la décharge, et peut-être assujetti à des lois matériellement différentes de celles auxquelles elle obéit à la pression atmosphérique.

Dans des vaisseaux dont le vide n'a pas été poussé aussi loin, la longueur de la moyenne du libre parcours des molécules est excessivement petite en comparaison des dimensions de la boule, et les propriétés qui appartiennent à l'état gazeux ordinaire de la matière et qui dépendent de collisions constantes peuvent être observées. Mais, dans les phénomènes que nous examinons maintenant, l'épuisement est si grand, que l'espace obscur autour du pôle négatif s'élargit jusqu'à ce qu'il remplisse entièrement le tube. Dans le cas d'une très grande raréfaction, la moyenne du libre parcours est devenue si grande, que les rencontres, dans un temps donné en comparaison des cas où elles font défaut, peuvent être négligées, et la molécule moyenne (*average molecule*) peut maintenant obéir à ses propres mouvements ou lois sans entraves. En effet, la moyenne du libre parcours est comparable aux dimensions du vaisseau, et nous n'avons plus affaire à une portion *continue* de matière, comme ce serait le cas si les tubes étaient moins fortement épuisés, mais nous devons ici considérer les molécules *individuellement*. Dans ces vaisseaux si fortement épuisés, les molécules du résidu gazeux peuvent se lancer à travers le tube avec peu de collisions comparativement, et, rayonnant du pôle avec une énorme vitesse, elles prennent des propriétés assez nouvelles et assez caractéristiques pour justifier l'application du terme emprunté à Faraday, celui de *matière radiante*.

La matière radiante exerce une action phosphorescente très puissante partout où elle frappe.

J'ai dit que la matière radiante, dans l'espace obscur, produit un phénomène lumineux là où sa vitesse est arrêtée par le résidu de gaz qui se trouve en dehors de l'espace obscur. Mais, s'il n'y a aucun résidu de gaz, les molécules ne seront arrêtées dans leur parcours que par les parois du tube de verre, et ici nous arrivons à la première et à la fois à l'une des propriétés les plus remarquables de la matière radiante émise du pôle négatif, à savoir son pouvoir de produire de la phosphorescence quand elle frappe de la matière solide. Le nombre des corps qui répondent par un phénomène lumineux au bombardement moléculaire est très grand, et les couleurs qui résultent sont très variées. Le verre, par exemple, est très phosphorescent quand il est exposé à un courant de matière radiante. Voici (*fig.* 2) trois boules de verres


Fig. 2.



différents : l'une *a* est en verre d'urane, qui donne une phosphorescence de couleur vert foncé; l'autre *b* est en verre anglais, dont la phosphorescence est bleue, et la troisième *c* est en verre allemand fusible, dont sont fabriqués la plupart des appareils qui se trouvent devant

vous et qui produit une phosphorescence d'un beau vert pomme.

Presque toutes mes premières expériences ont été exécutées à l'aide de la phosphorescence que le verre prend quand il se trouve soumis à l'influence de la décharge rayonnante; mais un grand nombre d'autres substances possèdent ce pouvoir phosphorescent à un degré encore plus élevé que le verre. Voici, par exemple, quelques-uns des sulfures lumineux de calcium, préparés suivant les indications de M. Ed. Becquerel. Quand le sulfure est exposé à la lumière (même à celle d'une bougie), il produit la phosphorescence pendant des heures entières avec une couleur d'un blanc bleuâtre. Il devient cependant encore plus fortement phosphorescent sous l'influence d'une décharge moléculaire dans un vide convenable, ainsi que vous le verrez lorsque je ferai passer la décharge à travers ce tube.

D'autres substances, outre les verres anglais et allemand, le verre d'urane et les sulfures lumineux de M. Becquerel, sont aussi phosphorescentes. Ce minéral rare, la phénakite (aluminate de glucinium), produit une phosphorescence bleue; le minéral spodumène (un silicate d'aluminium et de lithium) donne une belle phosphorescence d'un jaune d'or; l'émeraude produit une lumière cramoisie. Mais le diamant est, sans exception, la substance la plus sensible que j'aie rencontrée au point de vue de la phosphorescence à la fois immédiate et brillante. Voici un diamant phosphorescent très curieux, vert à la lumière du jour et incolore à la lumière d'une bougie. Il est monté au centre d'une boule dans laquelle on a fait le vide (*fig.* 3), et la décharge moléculaire sera dirigée sur lui de bas en haut. En supprimant toute la lumière de la salle, vous verrez le diamant briller avec autant d'intensité qu'une bougie et émettre une belle phosphorescence verte.

Après le diamant, le rubis est la pierre la plus remar-

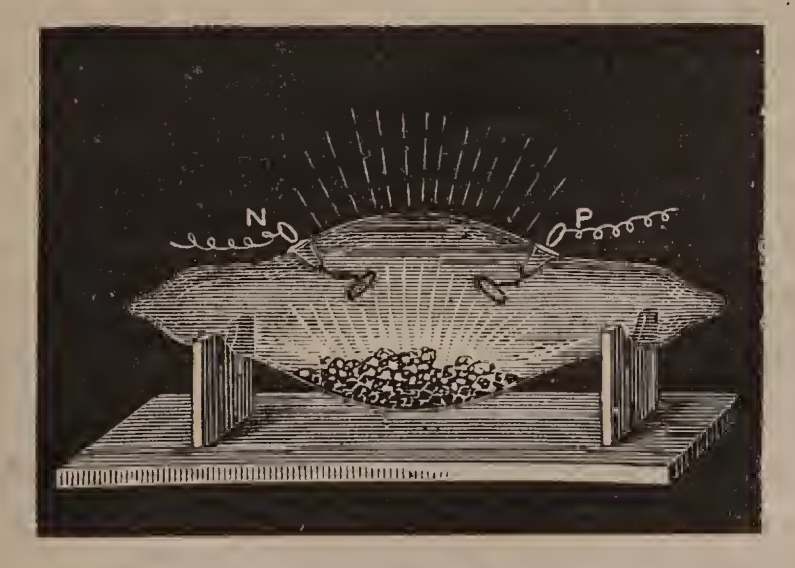
quable pour la phosphorescence. Dans ce tube (*fig.* 4) se trouve une collection de rubis sous forme de cailloux. Aus-

Fig. 3.



sitôt que l'on fait passer l'étincelle d'induction, vous verrez ces rubis briller avec un éclat d'un beau rouge, comme

Fig. 4.



s'ils devenaient incandescents. Peu importe d'ailleurs la couleur de la pierre pour commencer une expérience. Dans

ce tube contenant des rubis naturels, il y a des pierres de toutes les couleurs, le rouge foncé et aussi le rubis rose très pâle. Il y en a qui sont si pâles qu'ils sont presque incolores, et quelques-uns de ceux très estimés dits à *sang de pigeon;* mais, sous le choc de la matière radiante, tous produisent la phosphorescence avec la même couleur à peu près.

On sait que le rubis n'est autre chose que de l'alumine cristallisée, contenant des traces de matières colorantes. Dans un Mémoire publié il y a vingt ans ([1]), M. Ed. Becquerel décrit l'apparence de l'alumine comme prenant une riche coloration rouge sous l'influence du phosphoroscope. Nous avons ici de l'alumine précipitée, préparée avec le plus grand soin. Elle a été chauffée au rouge blanc, et vous la voyez prendre l'aspect incandescent sous l'influence de la décharge moléculaire, en produisant la même coloration rouge.

Le spectre de la lumière rouge émise par toutes ces variétés d'alumine est le même que celui décrit par M. Becquerel il y a vingt ans. Il y a une ligne rouge très intense, un peu au-dessous de la ligne fixe B dans le spectre, ayant une longueur d'onde d'environ 6895. Il y a un spectre continu commençant vers B et quelques lignes très faibles au delà de ce point; mais ces lignes sont si faibles en comparaison de la ligne rouge, que l'on peut bien les négliger. On voit cette ligne facilement quand on examine, avec un petit spectroscope de poche, la lumière réfléchie par un bon rubis.

Il existe un degré de vide plus convenable qu'aucun autre pour le développement des propriétés de la matière radiante que nous examinons maintenant ([2]). A ce degré

([1]) *Ann. de Chim. et de Phys.*, 3e série, t. LVIII, p. 50; 1859.

([2])

1,0	millionième	d'atmosphère...	$0^{mm},00076$.
1315,789	»	» ...	$1^{mm},0$.
1000000	»	» ...	760^{mm}.
1000000	»	» ...	1^{atm}.

d'épuisement, la phosphorescence est très grande, et après elle commence à diminuer jusqu'à ce que l'étincelle cesse de passer ([1]).

([1]) Il y a environ cent ans, W. Morgan communiqua à la Société royale un Mémoire intitulé : « Expériences électriques faites pour préciser le pouvoir non conducteur d'un vide parfait, etc. » Les passages suivants de ce Mémoire, publié dans les *Philosophical Transactions* pour l'année 1785 (t. LXXV, p. 272), seront lus avec intérêt :

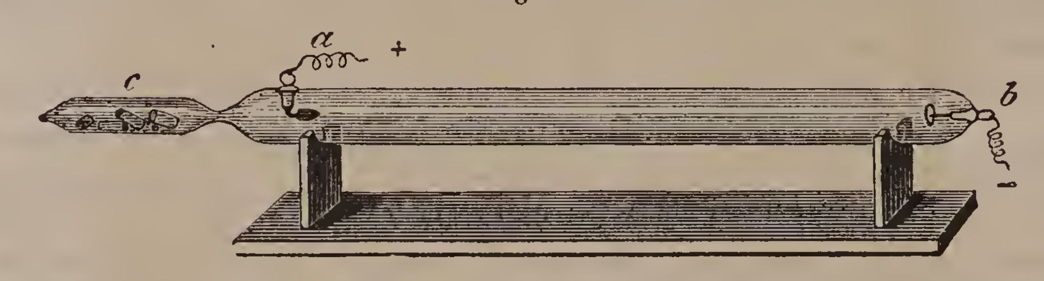
« Une jauge à mercure d'environ 15 pouces de long, soigneusement et exactement soumise à l'ébullition jusqu'à ce que toute parcelle d'air ait été chassée de l'intérieur, fut entourée de feuilles d'étain, à partir de 5 pouces au-dessous de son extrémité fermée, et renversée dans du mercure contenu dans une cuvette, cette dernière étant munie d'un couvercle de laiton perforé pour livrer passage au tube à mercure. Le tout a été cimenté ensemble, et l'air fut épuisé de l'intérieur de la cuve par une soupape adaptée au couvercle de laiton, ce qui, produisant un vide parfait dans la jauge à mercure, formait un instrument très approprié pour des expériences de ce genre. Les choses étant ainsi disposées (un fil métallique avait été préalablement fixé dans l'intérieur de la cuvette pour établir une communication entre le couvercle de bronze et le mercure dans lequel plongeait le tube jaugé), l'extrémité recouverte fut appliquée au conducteur d'une machine électrique, et, malgré tous les efforts que l'on fit, ni le moindre rayon de lumière ni la moindre charge n'ont pu être obtenus dans ce tube épuisé.

» Si le mercure contenu dans la jauge est soumis à une ébullition incomplète, l'expérience ne réussit pas ; mais la couleur de la lumière électrique, qui dans l'air raréfié par un appareil à faire le vide est toujours violette ou pourpre, apparaît dans ce cas d'un beau vert, et, ce qui est très curieux, le degré de la raréfaction de l'air peut être à peu près déterminé par ce moyen, car j'ai vu des cas, pendant le cours de mes expériences, où, une faible quantité d'air étant entrée dans le tube, la lumière électrique est devenue visible et, comme d'habitude, d'une couleur verte. Mais, la charge étant souvent répétée, le tube s'est enfin fendu à l'extrémité fermée, et, à cause de la rentrée de l'air extérieur, il s'est produit graduellement un changement dans la lumière électrique, dont la couleur a passé du vert au bleu, du bleu à l'indigo, et ainsi de suite jusqu'au violet et au pourpre, jusqu'à ce que le milieu soit devenu enfin assez dense pour cesser d'être conducteur de l'électricité. En partant des expériences que je viens de rapporter, je pense qu'il ne peut y avoir de doute sur la non-conductibilité du vide parfait.

» Cela semble prouver qu'il y a une limite, même dans la raréfaction de l'air, qui fixe les limites de son pouvoir conducteur, ou, en d'autres termes, que les particules d'air peuvent être écartées aussi loin les unes des autres de façon à ne plus être capables de transmettre le fluide élec-

J'ai ici un tube (*fig.* 5) qui servira à démontrer la dépendance de la phosphorescence du verre avec le degré de raréfaction. Les deux pôles sont situés en *a* et en *b*, et à l'extrémité *c* se trouve un petit tube supplémentaire, en communication avec le grand tube par un orifice très étroit et contenant de la potasse caustique solide. On y a fait le vide jusqu'à un point très élevé; on a chauffé la potasse de façon à céder un peu de son humidité et à altérer le vide. L'épuisement du tube a été recommencé, puis on a chauffé de nouveau la potasse et effectué un nouvel épuisement. Ces opérations ont été répétées plusieurs fois avant que le

Fig. 5.



tube fût porté à l'état dans lequel il se trouve maintenant devant vous. Quand on fait marcher la bobine d'induction, on ne voit rien : le vide est si grand, que le tube n'est pas conducteur. Je chauffe maintenant la potasse très légèrement et je fais ainsi dégager une trace de vapeur d'eau : aussitôt la conductibilité commence et la phosphorescence verte jaillit le long du tube. Je continue à chauffer de façon à faire partir encore plus de vapeur : le vert devient plus faible, une nuée de lumière rase le long du tube, et des stratifications apparaissent. Ces stratifications deviennent rapidement plus étroites, jusqu'à ce que l'étincelle, enfin, passe à travers le tube sous la forme d'une ligne étroite de couleur pourpre. Je cesse de chauffer et laisse refroidir la potasse, qui alors réabsorbe la vapeur

trique; que, si elles sont portées jusqu'à une certaine distance les unes des autres, leur pouvoir conducteur commence et augmente continuellement jusqu'à ce que leur rapprochement arrive aussi à sa limite. »

d'eau. La ligne pourpre s'élargit et se brise en produisant des stratifications très fines; celles-ci deviennent plus larges et arrivent même jusque dans le tube à potasse. Maintenant, un flot de lumière verte apparaît sur le verre à l'autre extrémité; elle marche rapidement et chasse vers la potasse la dernière stratification. Alors le tube se couvre dans toute sa longueur d'une phosphorescence verte.

Je pourrais conserver ce tube devant vous, montrer que la phosphorescence verte s'affaiblit et que le vide devient enfin non-conducteur; mais je vous retiendrais trop longtemps, car la vapeur d'eau est absorbée très lentement, et je dois passer au sujet suivant.

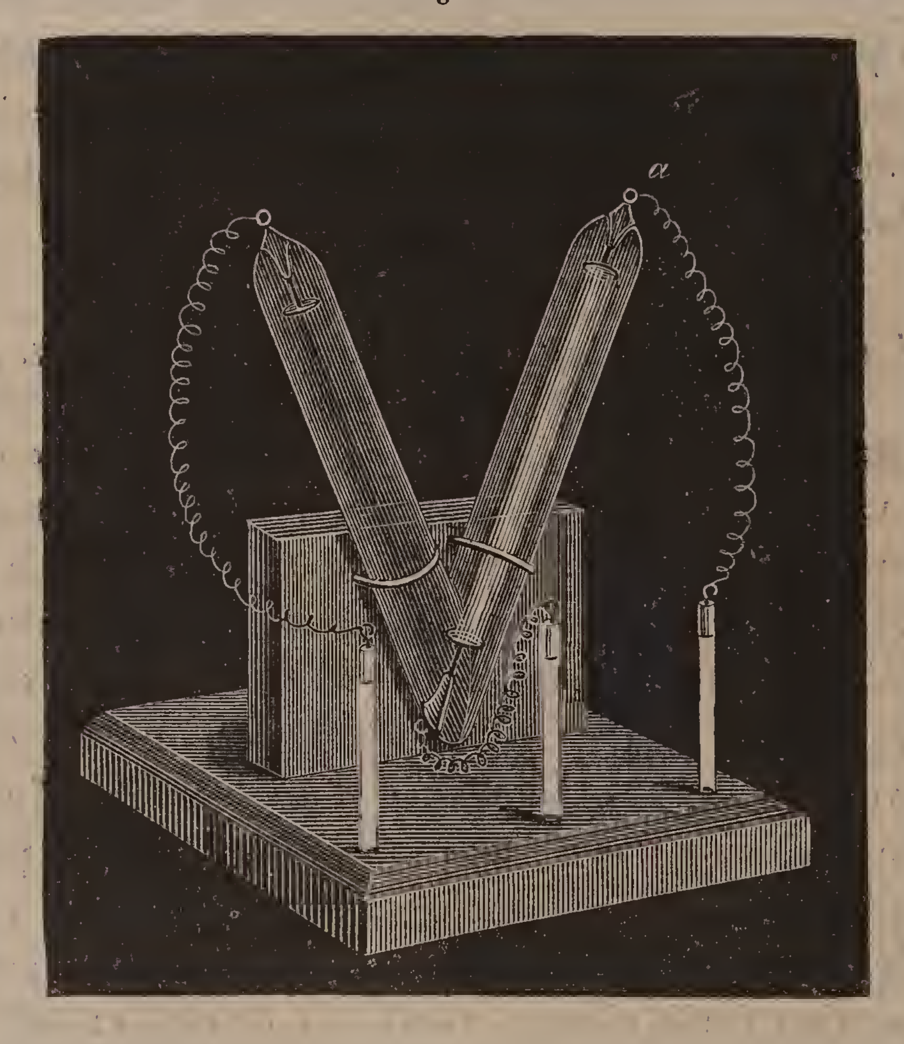
La matière radiante marche en ligne droite.

La matière radiante, dont le choc sur le verre donne lieu à une production de lumière, refuse absolument de tourner une encoignure. Voici un tube en forme de V (*fig.* 6), ayant un pôle à chacune de ses extrémités. Le pôle qui se trouve du côté droit (*a*) étant le pôle négatif, vous voyez que tout ce côté du tube est inondé de lumière verte; mais, à l'extrémité de cette branche, la lumière s'arrête subitement et ne tourne pas l'encoignure pour se propager le long de la branche de gauche. Quand je renverse le courant et que je rends négatif le pôle de gauche, la coloration verte change, tombe de ce côté et suit toujours le pôle négatif; le côté du pôle positif reste presque sans lumière.

Dans les phénomènes ordinaires produits dans des tubes vides, phénomènes avec lesquels nous sommes tous familiarisés, il est d'usage de donner aux tubes des formes parfois très contournées afin de faire ressortir les contrastes frappants de couleur. La clarté produite par la phosphorescence de résidus gazeux suit toutes les circonvolutions que les souffleurs de verre habiles peu-

vent effectuer pour contourner le verre. Le pôle négatif étant à une extrémité, le pôle positif à l'autre, les phénomènes lumineux semblent dépendre plus du pôle positif que du pôle négatif dans les cas de vides ordinaires, tels qu'on les a produits jusqu'à présent pour obtenir les meilleurs résultats. Mais, à un degré très élevé d'épuisement,

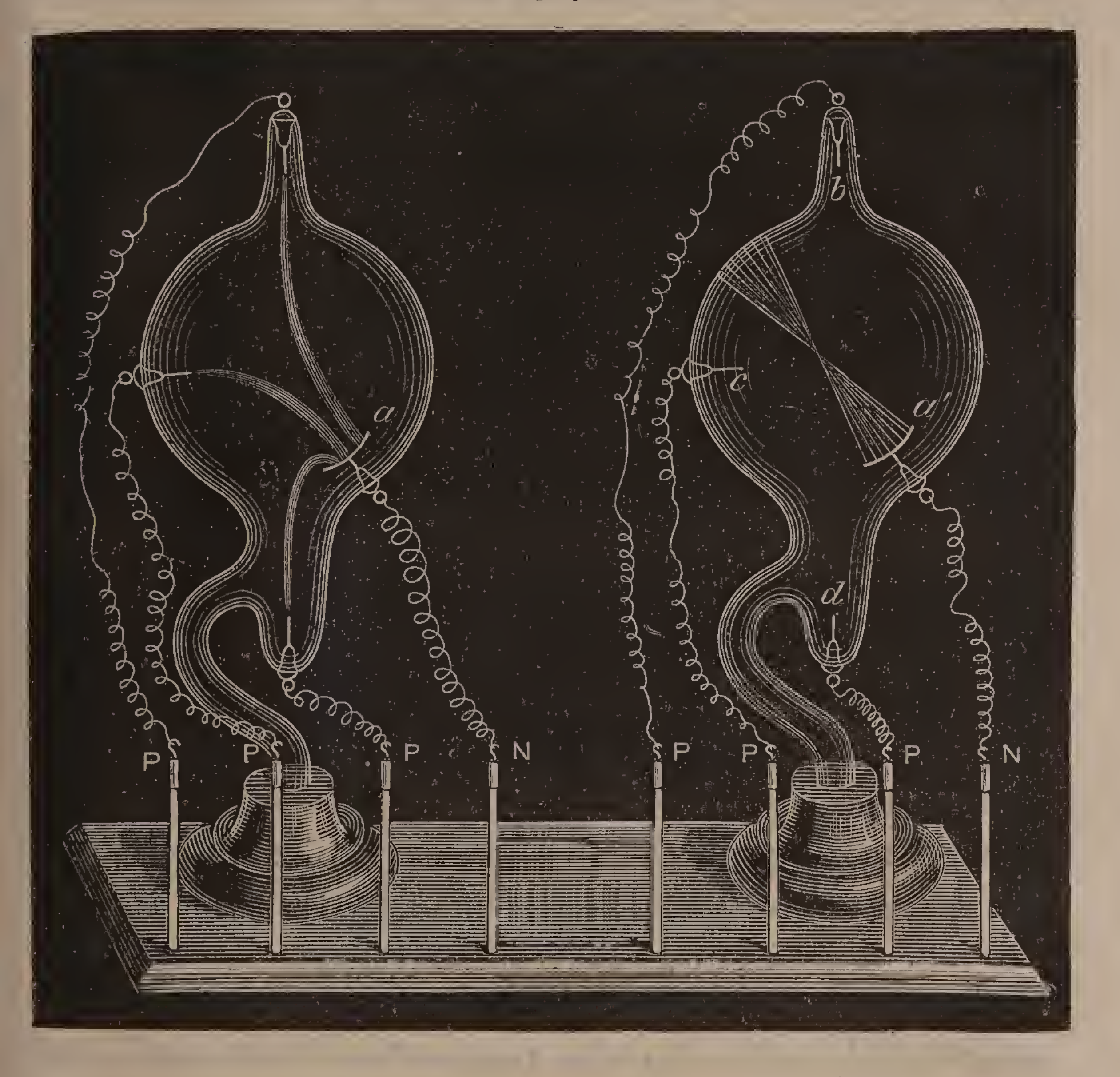
Fig. 6.



les phénomènes observés dans les tubes vides ordinaires quand l'étincelle d'induction les traverse, à savoir une apparence de nuée lumineuse et des stratifications, disparaissent entièrement. On ne voit, dans toute la longueur du tube, ni nuages ni brouillards, et, avec des tubes tels que ceux que j'emploie dans ces expériences, la seule lumière que l'on observe est celle de la surface phosphorescente du verre. J'ai ici deux boules (*fig.* 7) de même forme et identiquement disposées par rapport aux pôles;

la seule différence qui existe entre ces boules a trait à leur degré de vide : l'une épuisée jusqu'à la pression de quelques millimètres de mercure, pression capable de donner les phénomènes lumineux ordinaires ; l'autre épuisée à environ un millionième d'atmosphère. Je mettrai d'abord la

Fig. 7.



boule peu épuisée A en communication avec la bobine d'induction, et, conservant le pôle d'un côté *a* toujours négatif, je placerai successivement le rhéophore positif avec les autres pôles dont la boule est munie. Vous voyez qu'à mesure que je change la position du pôle positif la ligne de lumière violette qui joint les deux pôles change, le courant électrique choisissant toujours le chemin le plus

court entre les deux pôles et se mettant en mouvement dans la boule à mesure que je change la position des fils.

Voilà l'espèce de phénomène que nous obtenons avec le vide ordinaire. J'essayerai maintenant la même expérience avec la boule B, dont le vide est poussé à un très haut degré, et, comme précédemment, je placerai à côté, en a', le pôle négatif, le pôle positif étant en b. Remarquez combien grande est la différence entre l'apparence actuelle et celle que présentait la boule précédente. Le pôle négatif a la forme d'un godet ou tasse peu profonde. Les rayons moléculaires partant de la tasse se croisent dans le centre de la boule, et de là, en divergeant, ils tombent sur le côté opposé, où ils produisent une étendue circulaire de lumière phosphorescente verte. A mesure que je fais tourner la boule, vous voyez la pièce ou surface verte sur le verre. Observez maintenant : j'enlève le fil positif de la partie supérieure et le mets en communication avec le pôle latéral c. La pièce ou petite surface verte provenant du foyer négatif divergent reste toujours. Je rends maintenant positif le pôle placé le plus bas d, et la surface verte reste où elle était tout d'abord, sans le moindre changement de position ou d'intensité.

Nous avons ici une autre propriété de la *matière radiante*. Dans les vides ordinaires, la position du pôle positif est très importante, tandis que dans les vides poussés très loin la position du pôle positif est sans importance : les phénomènes semblent dépendre entièrement du pôle négatif. Si le pôle négatif se trouve dans la direction du pôle positif, c'est très bien ; mais, si le pôle négatif se trouve dans une position tout à fait opposée, cela n'a aucune influence : la matière radiante s'élance du pôle négatif en ligne droite de la même façon.

Si, au lieu d'un disque plat, on emploie un demi-cylindre comme pôle négatif, la matière rayonne encore normalement à sa surface. Le tube qui se trouve devant

vous (*fig.* 8) fait voir cette propriété. Il a comme pôle négatif un demi-cylindre *a* en aluminium poli. Celui-ci est en communication avec un fil de cuivre fin *b* qui arrive jusqu'au rhéophore de platine *c*. A la partie supérieure du tube est adapté un autre fil *d*. La bobine d'in-

Fig. 8.



duction est mise en communication avec le tube de façon que le demi-cylindre soit le pôle négatif et que le pôle positif soit placé en haut. Alors, le tube étant épuisé jusqu'à un certain degré, la projection des rayons moléculaires vers un foyer se produit d'une manière très belle.

Les rayons de matière partant du demi-cylindre suivant une direction normale à sa surface arrivent à un foyer; là ils divergent et tracent leur chemin dans une brillante

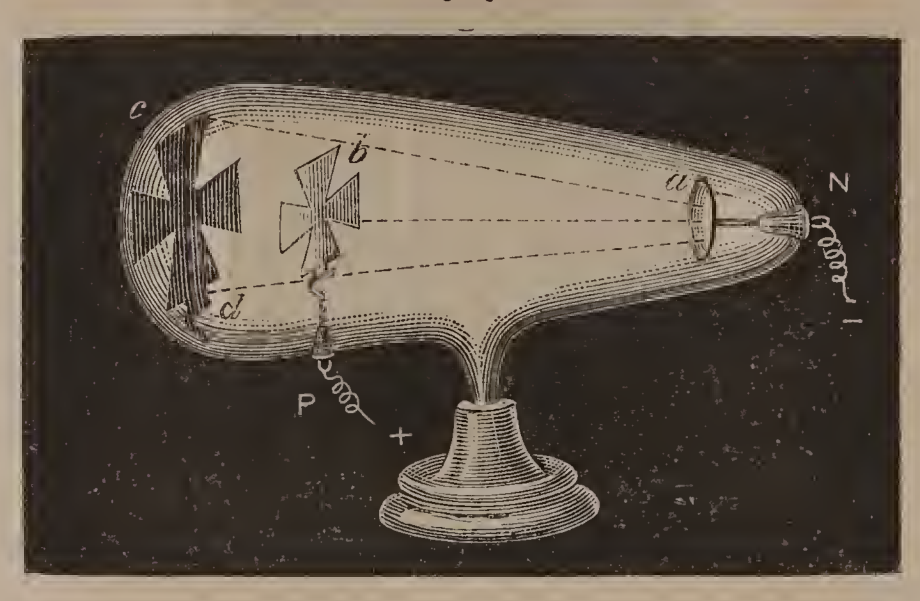
phosphorescence verte qui se projette sur la surface du verre.

Au lieu de recevoir les rayons moléculaires sur le verre, je vous montrerai un autre tube dans lequel le foyer tombe sur un écran phosphorescent. Voyez avec quel éclat brillent les lignes de décharge, avec quelle intensité le point focal est illuminé, au point d'éclairer même la table !

La matière radiante, étant interceptée par une matière solide, renvoie une ombre.

La matière radiante vient du pôle en ligne droite et ne pénètre pas seulement toutes les parties du tube et ne le remplit pas seulement de lumière, comme dans le cas où le degré d'épuisement serait moins élevé : là où le chemin

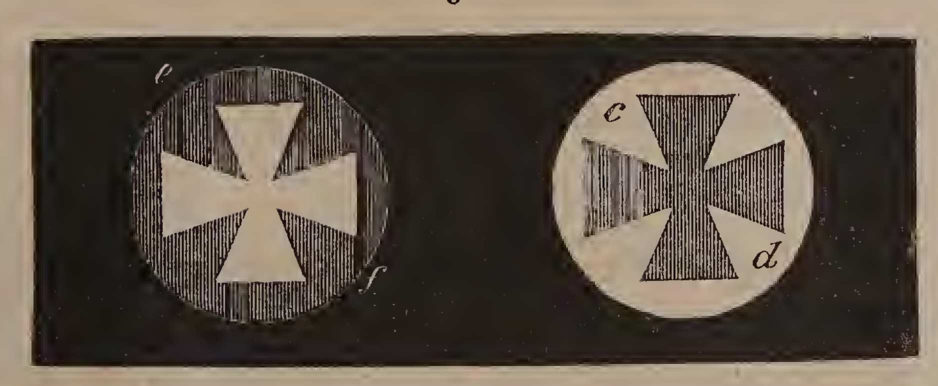
Fig. 9.



est libre, les vapeurs frappent l'écran et produisent de la phosphorescence, et, là où intervient une matière solide, les rayons sont arrêtés par cette matière solide, et une ombre est projetée sur l'écran. Dans cette boule en forme de poire (*fig.* 9), le pôle négatif *a* est à l'extrémité pointue. Au milieu se trouve une croix *b* coupée dans une feuille d'aluminium, de sorte que les rayons, partant du pôle négatif et se projetant le long du tube, seront partielle-

ment interceptés par la croix d'aluminium, et en projetteront une image sur l'extrémité hémisphérique du tube, laquelle est phosphorescente. Je fais marcher le courant, et vous verrez tous l'ombre noire de la croix sur l'extrémité lumineuse du tube *cd*. Mais la matière rayonnante a passé à côté de la croix d'aluminium pour produire l'ombre, le verre a été comme martelé et bombardé jusqu'à devenir sensiblement chaud, et en même temps un autre effet a été produit sur le verre : sa sensibilité a été matée. Le verre est devenu fatigué, si je puis m'exprimer ainsi, par la phosphorescence excitée. Un

Fig. 10.



changement s'est produit par ce bombardement moléculaire, qui empêchera le verre de répondre facilement à une nouvelle excitation ; mais la partie sur laquelle l'ombre était tombée n'est pas fatiguée, elle n'a pas produit encore de phosphorescence et est complètement fraîche. Par conséquent, si je renverse cette croix, ce que je puis facilement faire, en la secouant, grâce à une disposition ingénieuse établie par M. Gimingham, et que je permette ainsi aux rayons émanant du pôle négatif de tomber d'une manière non interrompue sur l'extrémité de la boule, vous verrez la croix noire *cd* (*fig.* 10) changer subitement en une croix lumineuse *ef*, car l'espace qui est en arrière ne peut maintenant produire qu'une très faible phosphorescence, tandis que la partie qui était limitée par l'ombre noire retient tout son pouvoir phosphorescent.

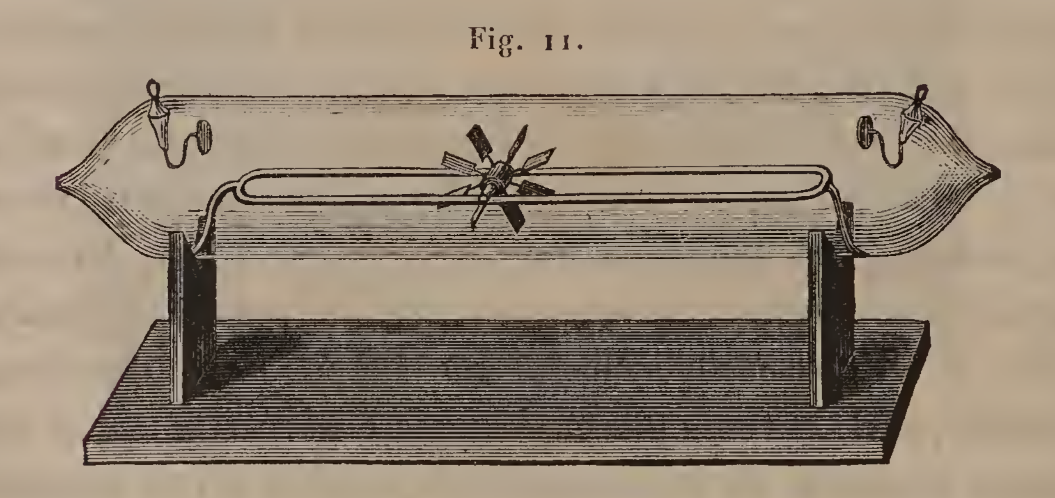
L'image colorée de la croix lumineuse s'éteint malheureusement très promptement. Après un certain temps de repos, le verre recouvre en partie son pouvoir phosphorescent, lequel, néanmoins, ne devient jamais aussi bon que précédemment.

Ici, par conséquent, se manifeste encore une autre propriété importante de la matière rayonnante : elle est projetée avec une grande vitesse du pôle négatif, et non seulement elle frappe le verre de façon à le faire vibrer et devenir lumineux pendant que la décharge continue, mais les molécules frappent avec assez d'énergie pour produire un effet permanent sur le verre.

La matière radiante exerce une forte action mécanique partout où elle frappe.

Nous avons vu, par la nature bien tranchée des ombres moléculaires, que la matière radiante est arrêtée par des matières solides placées dans son parcours. Si ce corps solide peut facilement être mis en mouvement, le choc des

Fig. 11.



molécules se révélera par une forte action mécanique. M. Gimingham a fabriqué pour moi un appareil très ingénieux, qui, étant placé dans la lanterne électrique, rend cette action mécanique visible à tout un auditoire. Il consiste en un tube de verre, dont le vide est poussé à un très haut degré (*fig.* 11), ayant un petit chemin à rails en

verre qui allonge le tube d'une extrémité à l'autre. Le treuil d'une petite roue tourne sur les rails, les rayons de la roue portant des palettes assez larges en mica. A chaque extrémité du tube et un peu au-dessus du centre est placé un pôle en aluminium, de telle sorte que, l'un ou l'autre étant rendu négatif, le courant de matière radiante s'élance de ce pôle vers le long du tube et, frappant les ailettes supérieures de la petite roue, la fait tourner et cheminer le long des rails. En changeant les pôles, je puis arrêter la roue et l'envoyer en sens inverse; et si j'incline légèrement le tube, la force d'impulsion se trouve être suffisante pour pousser la roue même de bas en haut.

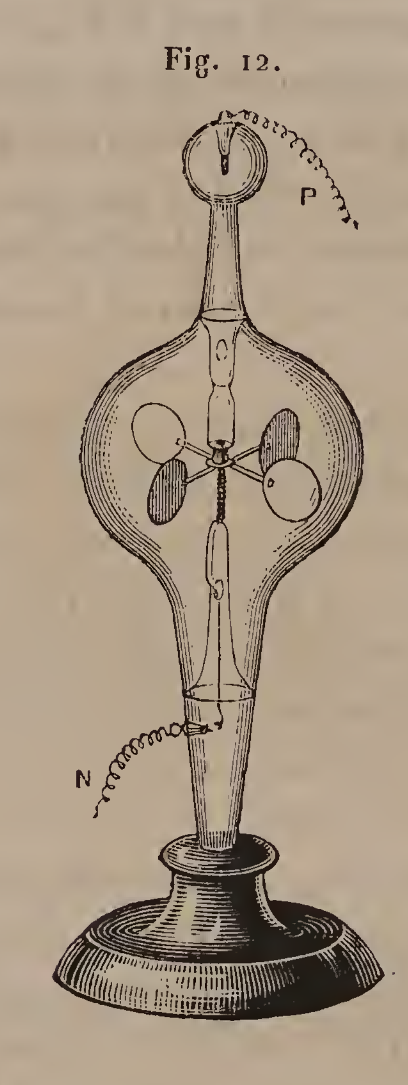
Cette expérience montre, par conséquent, que le courant moléculaire, qui émane du pôle négatif, est capable de faire mouvoir devant lui n'importe quel objet léger.

Les molécules étant poussées du pôle avec violence, il devrait y avoir un recul du pôle produit par les molécules, de sorte que, si l'on dispose un appareil de façon à avoir le pôle négatif mobile, le corps qui reçoit l'impulsion de la matière radiante étant fixé, le recul peut être rendu visible. L'appareil de la *fig.* 12 ne diffère pas, en apparence, d'un radiomètre ordinaire, avec des disques d'aluminium faisant fonction d'ailettes, chaque disque étant recouvert d'un côté d'une feuille de mica. Le volant est supporté par un petit godet, non pas en verre comme dans les appareils ordinaires, mais en acier dur, et la pointe d'aiguille sur laquelle il tourne est en communication, au moyen d'un fil conducteur métallique, avec un fil de platine scellé dans le verre. A la partie supérieure de la boule du radiomètre est scellé un second fil. Le radiomètre peut, par conséquent, être mis en communication avec une bobine d'induction, le volant mobile étant rendu le pôle négatif.

Pour ces effets mécaniques, le degré de vide n'a pas besoin d'être aussi grand que lorsqu'il s'agit de produire

la phosphorescence. La meilleure pression pour ce radiomètre électrique est un peu au-dessus de celle pour laquelle l'espace obscur autour du pôle négatif s'étend vers les côtés de la boule de verre. Quand la pression est seulement de quelques millimètres de mercure, en faisant passer le courant d'induction, un halo de lumière violette

Fig. 12.



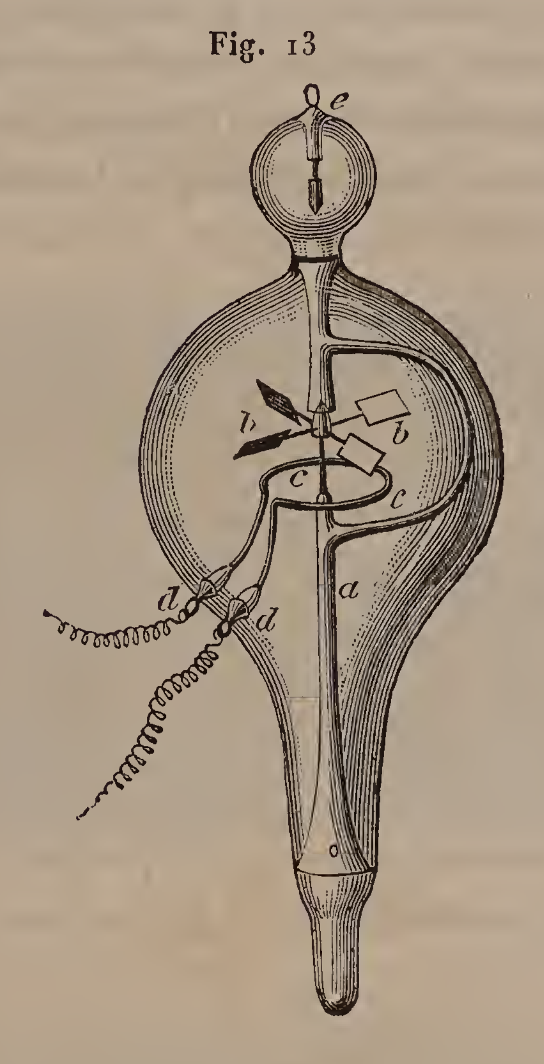
à aspect velouté se produit sur la face métallique des ailettes; la face recouverte de mica reste noire.

A mesure que la pression diminue, on voit un espace obscur qui sépare le halo violet du métal. A une pression d'un demi-millimètre, cet espace obscur s'étend jusqu'au verre et la rotation commence. En continuant l'épuisement, l'espace obscur s'élargit davantage et semble s'aplatir contre le verre quand la rotation devient très rapide.

Voici encore un autre modèle de l'appareil qui fait voir

la force mécanique de la matière radiante émanant du pôle négatif. Une tige *a* porte une pointe d'aiguille dans laquelle tourne un moulinet très léger en mica *bb*. Le moulinet est formé de quatre ailettes carrées en mica mince et transparent, supportées par des bras en aluminium très légers, partant d'une petite calotte en verre qui se trouve

Fig. 13



au centre et qui repose sur la pointe d'aiguille. Les ailettes sont inclinées à 45° par rapport au plan horizontal. Au dessous du moulinet se trouve un anneau de fil de platine très fin *cc*, dont les extrémités traversent le verre en *dd*. Un fil en aluminium *e* est scellé à la partie supérieure du tube, et l'appareil est épuisé à un très haut degré. Au moyen de la lanterne électrique je projette une image des ailettes sur l'écran. On attache alors les fils de la bobine d'induction de façon que l'anneau de platine soit le pôle négatif, le fil en aluminium *e* étant le pôle positif.

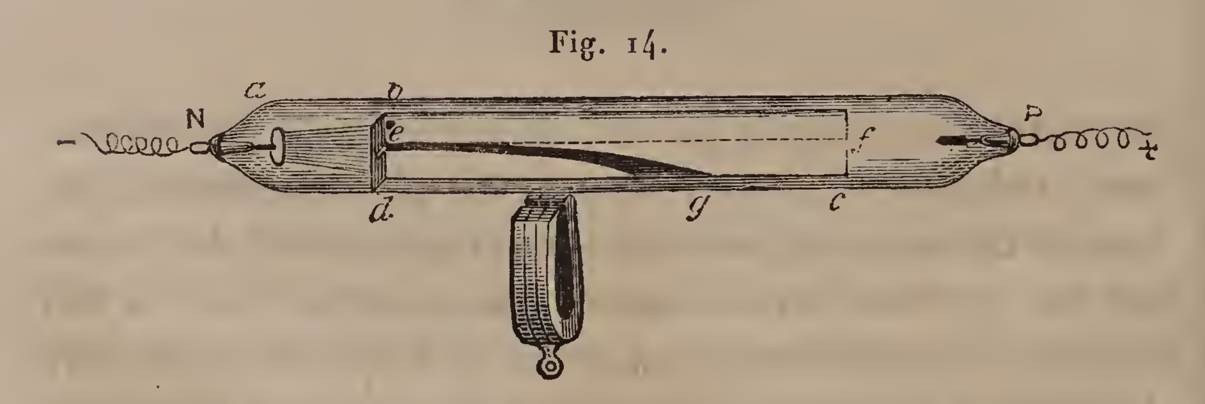
Aussitôt, à cause de la projection de la matière rayonnante émanant de l'anneau de platine, les ailettes se mettent à tourner avec une grande vitesse. Jusqu'ici l'appareil ne nous a rien montré que nous ne fussions en droit d'attendre, d'après les expériences précédentes; mais observez ce qui arrive maintenant. J'intercepte toute communication avec la bobine d'induction, et je mets les deux extrémités du fil de platine en communication avec une petite batterie galvanique. Celle-ci rend l'anneau incandescent, et, sous cette influence, vous voyez que les ailettes tournent aussi vite que lorsqu'elles étaient soumises à l'action du courant de la bobine d'induction.

Ici donc se trouve un autre fait d'une très haute importance : la matière radiante, dans un tel degré de vide, est non seulement excitée par le pôle négatif d'une bobine d'induction, mais aussi la mettra en mouvement avec une force suffisante pour faire tourner les ailettes placées en biais.

La matière radiante est déviée par un aimant.

Je passe maintenant à une autre propriété de la matière radiante. Dans ce long tube (*fig.* 14) on a fait le vide

Fig. 14.

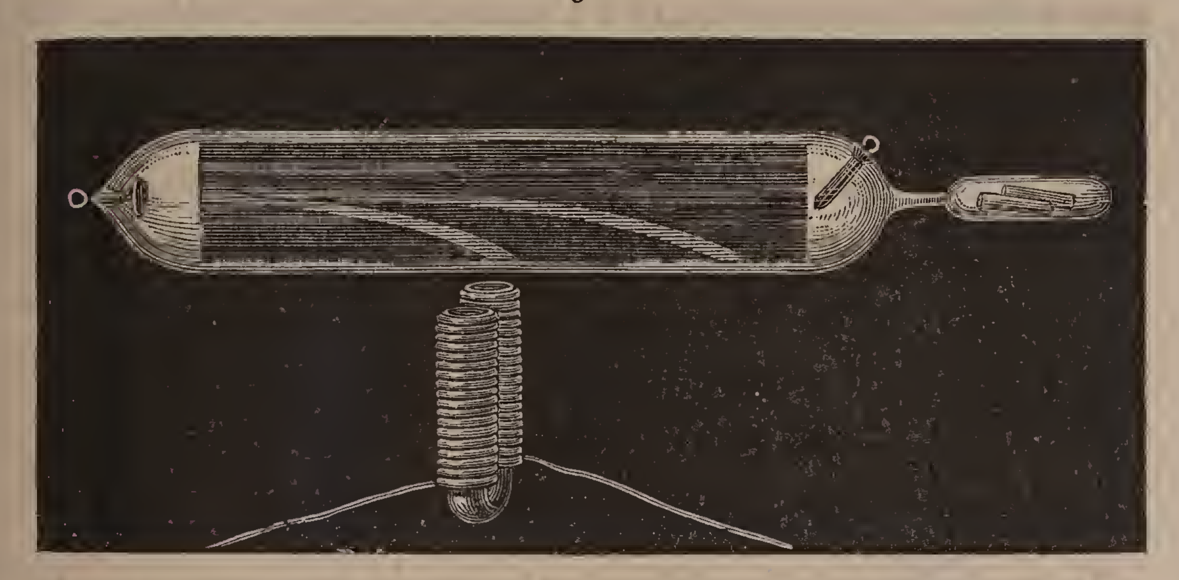


jusqu'à un très haut degré. Il a un pôle négatif à l'une des extrémités *a* et renferme un écran phosphorescent très long *bc*. Devant le pôle négatif se trouve une lame de mica *bd*, avec un trou *e*, dont l'effet est de produire, quand

je fais passer le courant, une ligne phosphorescente *ef*, qui prend le tube tout entier. Je place maintenant au-dessous du tube un fort aimant en forme de fer à cheval. Voyez : la ligne de lumière *eg* se courbe sous l'influence de l'aimant et produit même des ondulations, comme le ferait une baguette flexible, à mesure que je porte l'aimant en avant et en arrière.

Cette action de l'aimant est très curieuse, et, si on la suit de près, elle pourra élucider d'autres propriétés de la matière radiante. Voici un tube (*fig.* 15) exactement

Fig. 15.

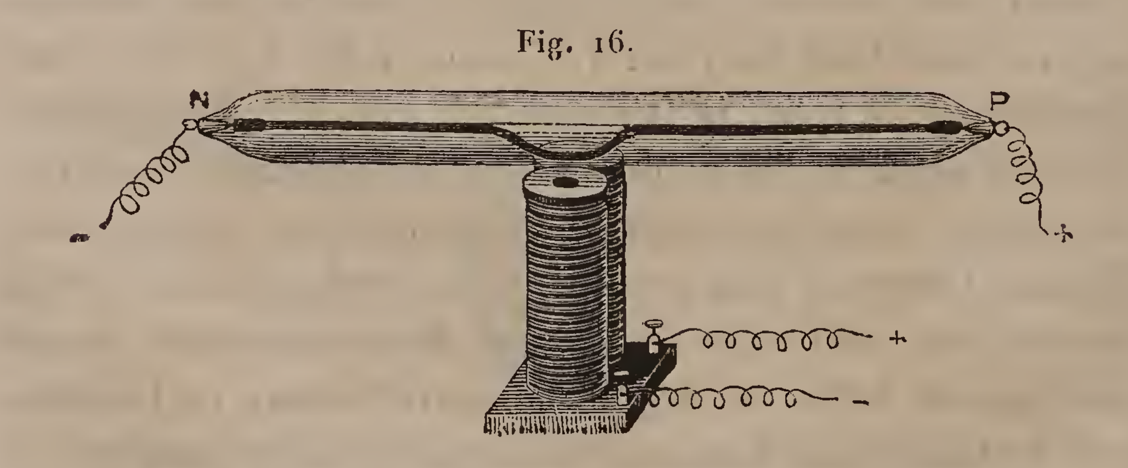


pareil, mais ayant à l'une des extrémité un petit tube contenant de la potasse, laquelle, étant chauffée, produira une légère altération du vide. L'aimant en fer à cheval étant au-dessous du tube, je fais partir le courant d'induction, et vous voyez le rayon de matière rayonnante traçant sa trajectoire dans une ligne courbe que l'on aperçoit sur l'écran. Observez bien la forme de la courbe. Les molécules lancées du pôle négatif peuvent être comparées à une décharge de balles de fer d'une mitrailleuse, et l'aimant qui se trouve en bas représentera la terre courbant la trajectoire du projectile par la gravitation. Ici, dans cet écran lumineux, vous voyez la trajectoire courbée du projectile tracée très exactement. Supposez maintenant que

la force de déviation reste constante : la courbe tracée par le projectile variera avec sa vitesse. Si je mets plus de poudre dans le canon, la vitesse sera plus grande et la trajectoire plus droite, et, si j'interpose un milieu résistant plus dense entre le canon et la cible, je diminue la vitesse du boulet, et, par conséquent, je le force à se mouvoir dans une courbe plus accentuée et à tomber plus vite sur le sol. Je ne puis guère bien augmenter devant vous la vitesse de mon courant de molécules rayonnantes, en mettant plus de poudre à ma batterie; mais j'essayerai de faire qu'elles subissent une plus grande résistance dans leur volée d'une extrémité à l'autre du tube. Je chauffe la potasse caustique avec une lampe à alcool, et j'y introduis ainsi une trace de gaz de plus. Aussitôt le courant de la matière radiante le signale. La vitesse est ralentie; le magnétisme a plus de temps pour agir sur les molécules individuellement; la trajectoire devient de plus en plus courbe, jusqu'à ce que, au lieu de se projeter tout près de l'extrémité du tube, mes boulets moléculaires tombent en bas avant même d'avoir parcouru guère plus de la moitié du chemin.

Il est de la plus haute importance de constater si la loi qui gouverne la déviation magnétique de la trajectoire

Fig. 16.

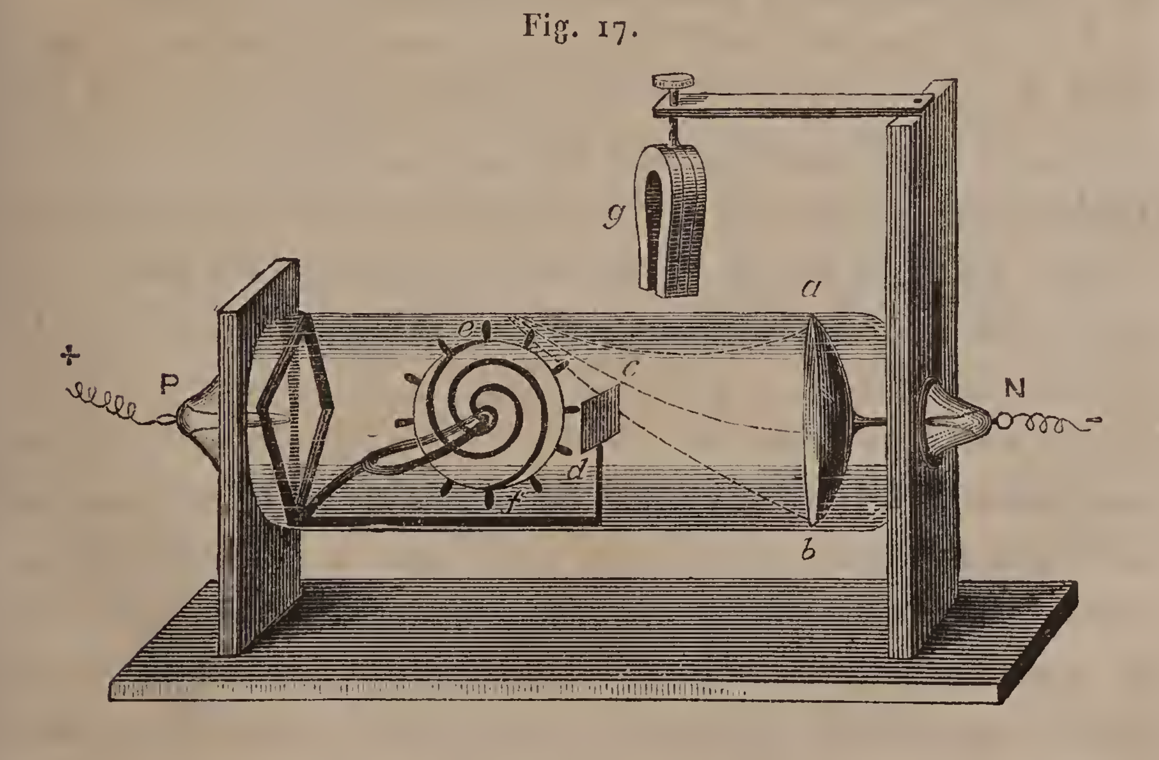


de la matière radiante est la même que celle que l'on a trouvée pour le cas d'un vide moins grand. J'ai ici un tube (*fig.* 16) dans lequel on a produit un vide qui n'est

pas bien grand. Quand j'y fais partir l'étincelle d'induction, elle passe sous la forme d'une ligne étroite de lumière violette qui joint les deux pôles. En dessous, j'ai un puissant électro-aimant. Je touche avec l'aimant, et la ligne de lumière s'incline dans le centre vers l'aimant. Je change les pôles, et la ligne est poussée vers la partie supérieure du tube. Remarquez bien la différence entre les deux phénomènes. Ici l'action est temporaire. La dépression a lieu sous l'influence de l'aimant; la ligne de décharge s'élève alors et poursuit son chemin jusqu'au pôle positif. Cependant, dans le cas d'un vide très considérable, après que le courant de matière radiante s'est incliné vers l'aimant, il ne s'est pas redressé, mais a continué son chemin suivant la direction altérée.

Au moyen de ce moulinet, soigneusement construit par M. Gimingham, je puis montrer la déviation magnétique à l'aide de la lanterne électrique. L'appareil se trouve représenté dans la *fig.* 17. Le pôle négatif *ab* est sous la

Fig. 17.



forme d'une calotte très aplatie. Devant la petite calotte se trouve un écran en mica *cd* assez large pour intercepter la matière radiante venant du pôle négatif. Derrière cet

écran est placé un moulinet en mica *ef* avec une série d'ailettes formant une sorte de roue à aubes. Ainsi disposé, les rayons moléculaires partant du pôle *ab* seront éloignés du moulinet et ne produiront aucun mouvement. Je place maintenant un aimant *g* contre le tube, de façon à dévier le courant vers le haut ou vers le bas de l'obstacle *cd*, et le résultat est un mouvement très rapide dans l'une ou l'autre de ces directions, suivant que l'aimant est placé en haut ou en bas. Je projette l'image de l'appareil sur l'écran. Les lignes en spirale dessinées sur le moulinet montrent de quel côté il tourne. Je dispose l'aimant de façon à attirer le courant moléculaire pour que les ailettes supérieures soient frappées, et le moulinet tourne rapidement comme s'il était un moulin hydraulique en dessus. Je tourne l'aimant pour attirer la matière rayonnante vers le bas : le moulinet se ralentit, s'arrête et commence alors à tourner dans l'autre sens, comme un moulin hydraulique en dessous. Tout cela peut être répété aussi souvent que l'on renverse la position de l'aimant.

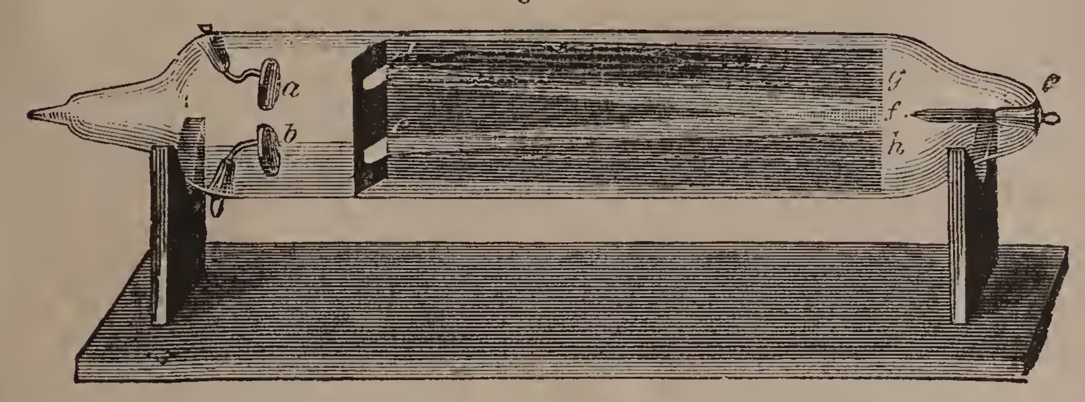
J'ai dit que les molécules de la matière radiante émanées du pôle négatif sont électrisées négativement. Il est probable que leur vitesse est due à la répulsion mutuelle entre le pôle et les molécules semblablement électrisés. Dans le cas de vides moins grands, tel que celui que vous avez vu il y a quelques minutes (*fig.* 16), la décharge passe d'un pôle à l'autre, transportant un courant électrique, comme si c'était un fil flexible. Il serait maintenant fort intéressant de s'assurer si le courant de matière radiante transporte aussi un courant électrique. Voici (*fig.* 18) un appareil qui permettra de trancher la question immédiatement. Le tube contient deux rhéophores négatifs *a*, *b*, tous les deux réunis dans une même extrémité, et un rhéophore positif *e* à l'autre extrémité. Cette disposition me permet d'envoyer deux courants de matière radiante à côté l'un de l'autre, le long de l'écran

phosphorescent, ou seulement un courant, en détachant l'un des pôles négatifs.

Si les courants de matière radiante transportent un courant électrique, ils agiront comme deux fils conducteurs parallèles et s'attireront mutuellement; mais si, au contraire, ils sont constitués par des molécules électrisées négativement, ils se repousseront mutuellement.

Je mettrai d'abord le pôle négatif supérieur *a* en communication avec la bobine d'induction, et vous verrez le rayon s'élancer suivant la ligne *df*. Après cela, je fais également partir le pôle négatif inférieur *b*, et une autre


Fig. 18.



ligne *eh* s'élance le long de l'écran. Mais observez bien comment se comporte la première ligne : de sa position primitive *df* elle saute en *dg*, montrant ainsi qu'elle est repoussée, et, si le temps le permettait, je vous ferais voir que le rayon inférieur est aussi dévié de sa direction normale ; par conséquent, les deux courants parallèles de matière radiante exercent une répulsion mutuelle, agissant non pas comme des porteurs de courants, mais absolument comme des corps électrisés d'une manière semblable.

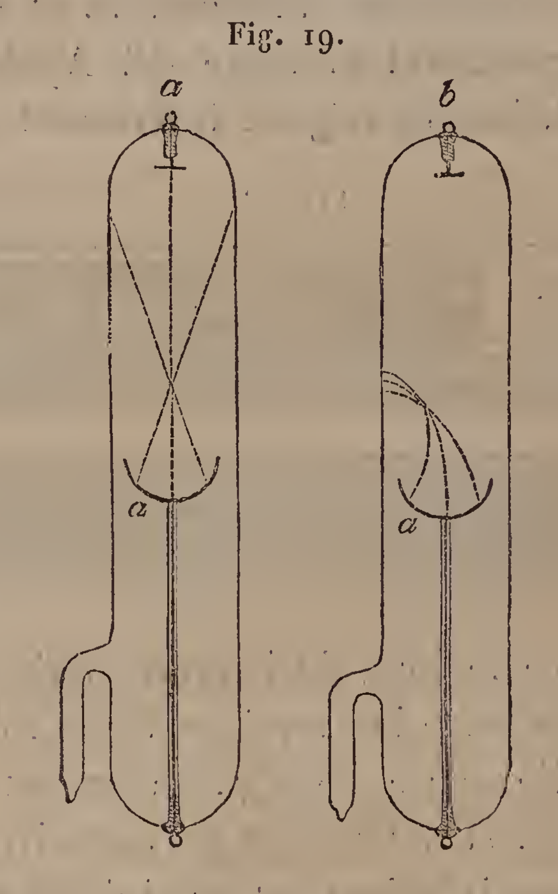
La matière radiante produit de la chaleur quand son mouvement est arrêté.

Pendant toutes ces expériences, une autre propriété de la matière radiante s'est manifestée, quoique je n'y aie

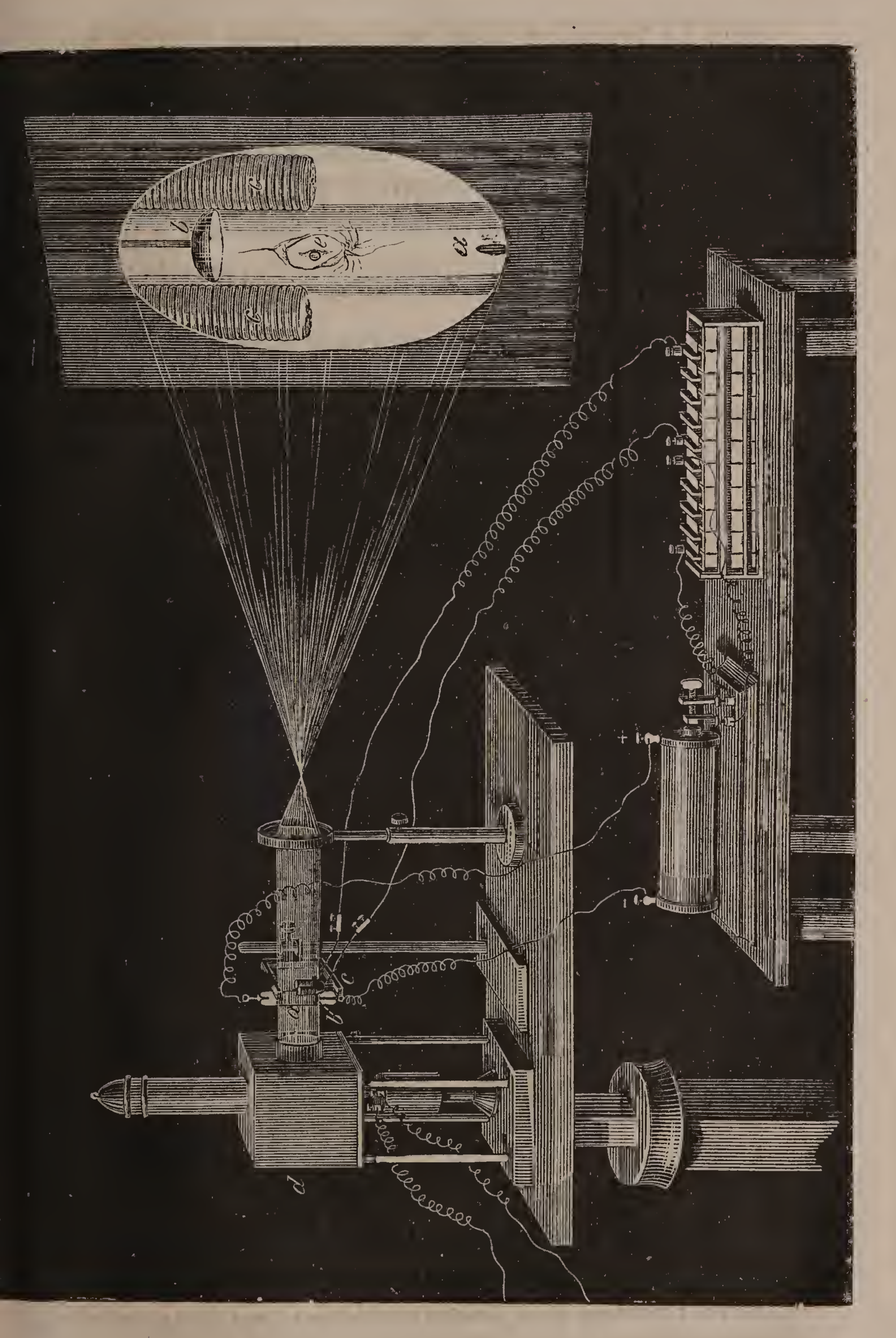
pas attiré votre attention. Le verre devient très chaud là où la phosphorescence verte est plus intense. Le foyer moléculaire sur le tube que nous avons vu un peu après le commencement de la séance (*fig.* 8) est extrêmement chaud, et j'ai disposé un appareil à l'aide duquel cette chaleur, dans le foyer, peut être rendue apparente à tous ceux qui sont présents.

J'ai ici un petit tube *a* (*fig.* 19) avec un pôle négatif

Fig. 19.



sous la forme d'une calotte sphérique. Cette calotte renvoie les rayons dans un foyer au milieu du tube. A côté du tube se trouve un petit électro-aimant, que je puis mettre en mouvement en touchant à une clef, et alors le foyer est attiré vers le côté du tube de verre *b* (*fig.* 19). Pour montrer le premier effet de la chaleur, j'ai recouvert le tube avec de la cire. Je place l'appareil devant la lanterne électrique *d* (*fig.* 20), qui projette sur l'écran une image amplifiée du tube. Sa bobine fonctionne maintenant, et le foyer des rayons moléculaires est projeté le long du tube. Je tourne l'aimant et j'attire le foyer jusque tout près du



verre. La première chose que vous voyez, c'est un espace circulaire, image de la couche de cire fondue. Bientôt, le verre commence à se désagréger, et des fentes, sous forme d'étoile, partent du centre de la partie la plus échauffée. Le verre se ramollit; la pression atmosphérique le fait rentrer et le verre finit par fondre. Un trou *e* se produit au milieu; l'air pénètre dans l'appareil et l'expérience est terminée.

Je puis rendre cette chaleur focale encore plus évidente

Fig. 21.



si je la fais tomber sur un fragment de métal. Cette boule (*fig.* 21) est munie d'un pôle négatif sous la forme d'une calotte *a*. Les rayons seront, par conséquent, concentrés dans un foyer où l'on place et maintient un fragment d'iridioplatine *b*. D'abord, je tourne à peine la bobine d'in-

duction, de façon à ne pas développer toute sa force. Le foyer agit maintenant sur le métal et élève sa température au rouge blanc. J'approche un petit aimant, et vous voyez que je puis dévier le foyer de chaleur exactement comme je fis pour le foyer lumineux dans l'autre tube. En changeant l'aimant de place, je puis faire monter ou faire descendre le foyer, et même le pousser complètement en dehors du métal et empêcher que celui-ci devienne lumineux. Je retire l'aimant et je laisse les molécules agir amplement de nouveau : le métal est maintenant d'un rouge blanc. J'augmente l'intensité de l'étincelle : le platine iridié acquiert un éclat presque insupportable et fond vers la fin.

La chimie de la matière radiante.

Comme on doit le supposer, les distinctions chimiques entre une espèce de matière radiante et une autre sont très difficiles à reconnaître à ce haut degré d'épuisement. Les propriétés physiques que j'ai étudiées semblent communes à toutes les matières réduites à une si faible densité. Que le gaz soumis primitivement à l'expérience soit l'hydrogène, l'acide carbonique ou l'air atmosphérique, les phénomènes de phosphorescence, d'ombre, de déviation magnétique, etc., sont identiques. D'autres faits, cependant, montrent qu'à cette faible densité les molécules conservent leurs caractères chimiques. Ainsi, en introduisant dans les tubes des absorbants appropriés des résidus gazeux, je puis voir que l'affinité chimique se maintient après même que la raréfaction a atteint le point le plus convenable à la production des phénomènes que nous étudions actuellement, si bien que, par ce moyen, je puis pousser la raréfaction à un degré de beaucoup supérieur à celui auquel j'arrive par l'emploi de la pompe seule. Travaillant avec de la vapeur aqueuse, je puis employer l'anhydride phosphorique comme absorbant; avec l'acide

carbonique, la potasse; avec l'hydrogène, le palladium; avec l'oxygène, d'abord le carbone, puis la potasse.

Le degré de vide le plus élevé que j'aie réussi à obtenir est de $\frac{1}{20000000}$ d'atmosphère, degré qui sera mieux apprécié si je dis qu'il correspond à environ le $\frac{1}{100}$ de pouce dans une colonne barométrique de 3 milles de hauteur.

On peut objecter que ce n'est guère conséquent que d'attacher une grande importance à la présence de la matière, alors que j'ai fait les plus grands efforts pour enlever de ces boules et de ces tubes le plus de matière possible, et que j'ai réussi dans mes expériences, en tant que j'ai laissé environ $\frac{1}{1000000}$, d'atmosphère dans ces vaisseaux. A sa pression ordinaire, l'atmosphère n'est pas très dense, et sa connaissance comme constituant du monde de la matière est une notion tout à fait récente. Il semblerait qu'étant divisée par 1 million on laisserait nécessairement si peu de matière, que nous pouvons très justement négliger ce résidu insignifiant et appliquer le terme *vide* à l'espace duquel l'air a été presque enlevé. Cependant, traiter les choses de la sorte serait une grande erreur que l'on ne pourrait qu'attribuer à l'impuissance de nos facultés de concevoir et de saisir des nombres très grands. On admet généralement que lorsqu'un nombre est divisé par 1 million le quotient doit nécessairement être petit; mais il peut arriver que le premier nombre soit tellement grand que sa division par 1 million produise un effet presque insensible. D'après les personnes les plus autorisées, une boule de la grandeur de celles qui se trouvent devant vous (de $0^m,135$ de diamètre) contient plus de 1 000 000 000 000 000 000 000 000 (un septillion) de molécules. Cela étant, quand on y fait le vide jusqu'à $\frac{5}{1000000}$ d'atmosphère, nous avons encore 1 trillion de molécules dans la boule, nombre suffisamment grand pour me justifier quand je parle du résidu comme matière.

Pour donner une idée de ce nombre immense, je prends la boule vide et au moyen d'étincelle de la bobine d'induction j'y fais un trou. L'étincelle produit un trou d'une finesse microscopique, suffisant néanmoins pour permettre aux molécules d'entrer et détruire le vide. La pénétration d'air frappe contre les ailettes et les met en mouvement à la manière d'un moulin à vent. Supposon que les molécules soient d'une grandeur telle qu'à chaque seconde 100 millions de ces molécules puissent entrer dans la boule. Combien de temps, croyez-vous, serait nécessaire pour que ce petit vase se remplît d'air? une heure? un jour? un an? un siècle? Bien plus encore : presque une éternité! un temps si énorme, que l'imagination ne peut guère saisir la réalité. En supposant que cette boule de verre vide, pourvue d'indestructibilité, ait été percée à la naissance du système solaire; qu'on la suppose exister lorsque la Terre était encore vide et sans forme; que l'on suppose qu'elle ait assisté à tous les changements prodigieux accomplis pendant tous les cycles des époques géologiques, avoir vu paraître la première créature vivante, et disparaître le dernier homme; que l'on suppose qu'elle puisse survivre jusqu'à l'accomplissement de la prédiction des mathématiciens, à savoir que le Soleil, la source de l'énergie, 4 millions de siècles après sa formation, deviendra enfin un cendrier éteint ([1]); en admettant tout ce que nous venons d'énumérer, cette petite boule, en se remplissant d'après le nombre que j'ai mentionné, de 100 millions de molécules par seconde, à la fin de tout ce laps de temps n'aurait pas le septillion de molécules ([2]).

([1]) La durée possible du Soleil, depuis sa formation jusqu'à son extinction, a été estimée d'une manière différente par plusieurs autorités : elle est comprise entre 18 et 400 millions d'années. Pour le cas de la démonstration que je me propose de faire, j'ai pris le chiffre le plus élevé.

([2]) D'après M. Johnstone Stoney (*Philosophical Magazine*, t. XXXVI,

Mais que penserez-vous lorsque je vous dirai que toutes ces molécules, ce septillion de molécules, entreront par ce petit trou microscopique avant même que vous ayez quitté la salle? Le trou n'étant pas altéré comme grandeur, le nombre de molécules n'étant pas diminué, ce paradoxe apparent peut seulement être expliqué en admettant la grandeur des molécules infiniment petite, de sorte qu'au lieu d'entrer dans la boule à raison de 100 millions par seconde elles y affluent à raison de quelque chose comme 300 trillions par seconde. J'en ai fait la somme; mais, quand les chiffres s'élèvent tellement, ils cessent d'avoir aucune signification, et de tels calculs deviennent aussi futiles que de vouloir compter les gouttes d'eau contenues dans l'Océan.

En étudiant le quatrième état de la matière, il semble que nous ayons mis à notre portée et soumis à notre contrôle les petites particules que, avec de bonnes garanties, nous supposons constituer la base physique de l'univers.

Nous avons vu que dans quelques-unes de ses propriétés la matière radiante est aussi *matérielle* que cette table, pendant que dans d'autres propriétés elle assume presque

---

p. 141), 1^{cc} d'air contient à peu près $1\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000^{mol}$. Par conséquent, un volume de $13^{cm},5$ de diamètre contient

$$13,5^3 \times 0,5236 \times 1\,000\,000\,000\,000\,000\,000\,000^{mol}$$

d'air à la pression ordinaire. Donc, quand le vide a été produit à $\frac{1}{1000000}$ d'atmosphère dans la boule, celle-ci contient encore

$$1\,288\,252\,350\,000\,000\,000^{mol},$$

et $1\,288\,251\,061\,747\,650\,000\,000\,000^{mol}$ peuvent encore y entrer par le trou dont il est question. A raison de $100\,000\,000^{mol}$ par seconde, le temps nécessaire pour que toutes entrent dans la boule sera :

12 882 510 617 476 500 secondes, ou
214 708 510 291 275 minutes, ou
3 578 475 171 521 heures, ou
149 103 132 147 jours, ou
408 501 731 ans.

le caractère de l'énergie radiante. Nous avons touché actuellement la frontière où la matière et la force semblent se fondre l'une dans l'autre, le royaume ténébreux entre le *connu* et l'*inconnu*, qui a toujours eu pour moi un entraînement tout particulier. J'ose croire que les plus grands problèmes scientifiques de l'avenir trouveront leur solution dans cette *frontière*, et même au delà. Là, il me semble, se trouvent des réalités ultimes, subtiles, merveilleuses, de très longue portée :

Yet all these were, when no Man did them know,
Yet have from wisest Ages hidden beene;
And later Times thinges more unknowne shall show.
Why then should witlesse Man so much misweene,
That nothing is, but that which he hath seene (¹)?

SUR LES MACHINES A FAIRE LE VIDE ET SUR LA JAUGE DE Mᶜ LEOD;

Par M. A. BERTIN.

Les expériences de M. Crookes sur la *matière radiante* exigent, pour réussir, que l'on opère dans le vide poussé jusqu'à 1 millionième d'atmosphère, et alors on peut se demander comment on obtient ce vide si parfait et comment on peut le mesurer.

La machine pneumatique ordinaire serait impuissante à faire le vide jusqu'à ce degré; on l'a remplacée par deux

(¹) Cependant tout ceci existait quand aucun être humain ne le connaissait; pourtant ils étaient cachés depuis les siècles des Sages, et les temps à venir montreront des choses encore plus inconnues. Pourquoi donc l'homme ignorant devrait-il tellement méjuger que rien n'existe que ce qu'il a vu?

appareils spéciaux, la pompe à mercure de Geissler et la trompe à mercure de Sprengel.

Suivant Poggendorff (¹), la pompe à mercure serait aussi ancienne que la machine pneumatique, puisque les académiciens *del Cimento* s'en servaient déjà. Longtemps abandonnée, elle reparut en 1722, notablement améliorée par le fameux théosophe Svedenborg (²), puis elle retomba dans l'oubli. Bien des tentatives furent faites pour l'en tirer; aucune ne réussit jusqu'à ce que M. Geissler, habile souffleur de Bonn, ayant besoin de faire rapidement le vide dans les tubes destinés à recevoir les décharges électriques, reprit, sans s'en douter, l'idée de Svedenborg; mais, en la rendant pratique, il construisit une pompe à mercure à laquelle son nom doit rester attaché. D'abord employée en secret dans ses ateliers, elle fut révélée aux physiciens en 1858 par l'opuscule du Dr Th. Meyer *sur la stratification de la lumière électrique* (³). En 1865, Morren, professeur à Marseille, la décrivit dans nos *Annales* (⁴); il eut le tort de ne pas citer Geissler, mais il apporta à sa pompe des perfectionnements utiles. Bien d'autres en firent autant; le Répertoire de Karl décrit plusieurs de ces modifications de la pompe de Geissler (⁵) : la plus heureuse me paraît être celle de Jolly, qui mettait en mouvement le réservoir à mercure à l'aide d'un mécanisme à manivelle (⁶). Enfin MM. Alvergniat frères lui ont donné la forme actuelle, qui paraît être définitive; elle est trop connue pour que je la décrive ici.

La pompe à mercure est par excellence l'instrument du souffleur qui veut faire des tubes de Geissler ou du physi-

---

(¹) *Annales de Poggendorff*, t. CXXV, p. 151; 1865.
(²) *Miscellanea;* Leipzig, 1722.
(³) Berlin, 1858, in-4°.
(⁴) *Annales de Chimie et de Physique,* 4e série, t. IV, p. 320.
(⁵) *Carls Repertorium,* t. I et IV.
(⁶) *Ibid.*, t. I, p. 144; 1866.

cien qui veut faire le vide dans de petits espaces à une pression qui ne s'éloigne pas trop de $0^m,001$; mais, quand on veut aller au delà, il faut donner bien des coups de pompe, et l'opération devient fatigante et fastidieuse : heureusement qu'on peut la remplacer par une opération automatique, la chute du mercure dans la trompe de Sprengel.

La trompe à eau est peut-être la plus ancienne des machines soufflantes. Depuis longtemps employée dans l'industrie et notamment dans les forges catalanes, elle fit son entrée dans les laboratoires en 1860, lorsque MM. Deville et Debray exécutèrent à l'École Normale leur grand travail *sur la métallurgie du platine et des métaux qui l'accompagnent* ([1]). Leur trompe était encore une machine soufflante; mais il est clair qu'elle ne pouvait pas refouler l'air d'un côté sans l'aspirer d'un autre côté : la trompe devait donc être aussi une pompe aspirante et l'on devait pouvoir l'employer à faire le vide. En 1869, M. Bunsen ([2]) décrivit en effet une trompe à eau destinée à faire le vide sous les filtres pour activer le lavage des précipités. Aujourd'hui on a dans tous les laboratoires de petits appareils qui, placés sur un tube à écoulement d'eau, produisent rapidement un vide assez considérable. Mais, quelque parfaite que soit la trompe, le vide qu'elle donne ne peut pas être inférieur à la tension de la vapeur d'eau, qui est de $0^m,013$ à 15°; dès qu'on veut aller plus loin, il faut remplacer l'eau par le mercure.

C'est, je crois, M. Lallemand, alors professeur de Physique à la Faculté de Montpellier, qui le premier, en 1857, essaya de faire le vide avec une trompe à mercure; mais les résultats qu'il obtint étaient insuffisants. Huit ans après, en 1865, un physicien anglais, M. Sprengel, poussa le vide

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXI, p. 17; 1861.

([2]) *Archives de Genève*, t. XXXIV, p. 273-277.

beaucoup plus loin à l'aide de la trompe à mercure qui porte son nom [1]. Cet appareil a subi depuis lors plusieurs changements. M. Alvergniat le construit maintenant avec des modifications importantes dues à l'initiative de M. Deville. M. Crookes a présenté en 1876 à la Société royale de Londres un nouveau modèle de la trompe à mercure, dû à M. Gimingham [2], et dans lequel le nombre des tubes de chute est porté d'un à trois. Cette multiplication ne lui a pas suffi à lui-même ; car il y en a cinq dans la trompe qu'il emploie et qu'il décrit dans son Mémoire sur le radiomètre [3].

Si l'on veut se rendre compte de la manière d'employer les appareils à faire le vide, qu'on se reporte à la *fig.* 5 du Mémoire de M. Warren de la Rue publié récemment dans ces *Annales* [4]. Le tube dans lequel on veut faire le vide est en communication à droite avec une pompe de Geissler, construite par Alvergniat, et à gauche avec une trompe de Sprengel. Une trompe à eau amenait d'abord la pression à $0^{m},012$ de mercure environ. A l'aide de robinets en verre, on faisait ensuite communiquer le tube d'abord avec la pompe à mercure, puis enfin avec la trompe de Sprengel, et l'on a pu obtenir ainsi, dans un tube de 32 pouces de long et de 2 pouces de diamètre, une pression de $0^{mm},002$ seulement, ou de 3 millionièmes d'atmosphère.

M. Crookes pousse le vide encore plus loin, sans autre instrument que la trompe à mercure ; mais il lui faut de la patience. Il m'a assuré que, pour obtenir un vide de 1 millionième d'atmosphère, il lui fallait huit jours avec les tubes moyens et quinze jours avec les grands.

Ici se pose la seconde question, que j'avais plus spécia-

---

(1) *Journal of the chemical Society of London,* 2e série, t. III, p. 9 à 21 ; 1865.

(2) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXV, p. 396 ; 7 décembre 1876.

(3) *Transactions philosophiques de* 1878, t. CLXIX, p. 308, *fig.* 32.

(4) *Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XV, p. 294.

lement en vue. Ce n'est pas le tout que de produire ce vide si parfait, il faut encore mesurer ces pressions si faibles; comment s'y prend-on? On emploie pour cela un petit appareil très simple qu'on appelle la *jauge de Mc Leod* Cette jauge accompagne toujours en Angleterre la trompe de Sprengel; on la voit à côté de cette trompe dans la figure citée plus haut. Il est bien regrettable que nous n'en fassions pas autant et que, dans nos expériences sur l'étincelle électrique, nous ne sachions jamais jusqu'à quel degré le vide a été poussé. C'est surtout pour combler cette lacune que j'ai écrit cet article.

La jauge de Mc Leod a été présentée à la Société de Physique de Londres le 13 juin 1874 [1]. Elle repose sur ce principe fort simple que, si l'on réduit un gaz raréfié à un volume n fois plus petit, la pression pourra devenir mesurable, et, par conséquent, la pression primitive du gaz raréfié sera égale à la pression mesurée dans le gaz comprimé, divisée par n. Le réservoir dans lequel on doit comprimer le gaz est représenté en ABCD (*fig.* 1). CD est un tube de petit diamètre (4 ou 5 millimètres) divisé en millimètres de D en C et exactement jaugé; il est soudé à un tube à boule BC, qui communique en B avec un tube latéral EF. Pour jauger l'appareil, on le retourne et on verse du mercure par l'ouverture A jusqu'à ce que le liquide déverse par le tube EF, qui est alors renversé. On fait ensuite sortir ce mercure et on le pèse; en divisant ce poids par celui du mercure qui remplit le tube volumétrique CD, on a le rapport des volumes BD et CD. Dans la première jauge décrite par l'auteur, ce rapport était de 54,495; mais, comme le tube CD contenait quarante-cinq divisions, on voit que, en les supposant d'égal volume, chaque division était une fraction du volume total égale à $\frac{1}{2452,275}$. Quand le jaugeage du réservoir est achevé, on soude l'extrémité F à

---

[1] *Philosophical Magazine*, t. XLVIII, p. 110-113; août 1874.

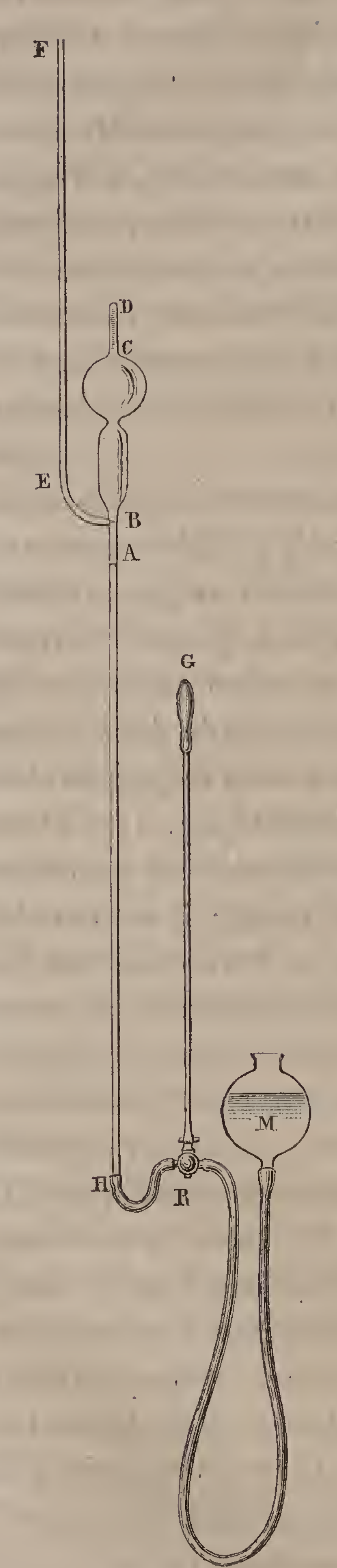


Fig. 1.

la trompe et l'extrémité A à un tube AH, qui a environ 0m, 80 de long et qui communique par le bas, au moyen d'un tube de caoutchouc S, avec un réservoir de mercure M. Ce tube de caoutchouc est interrompu en R par un robinet que l'on fait mouvoir au moyen de la baguette RG. Tout cet appareil est fixé sur une planchette verticale, soit sur celle de la trompe, soit sur une autre placée à côté, comme dans les expériences de M. Warren de la Rue déjà citées.

Le réservoir M est d'abord placé tout en bas, de telle sorte que, quand la trompe a fait le vide, le niveau du mercure dans le tube AH soit un peu au-dessous du point B. Quand on veut mesurer ce vide, on soulève le réservoir M : le mercure monte dans le tube AB et finit par boucher en B l'ouverture du tube latéral. L'air contenu dans la jauge a alors un volume V et la pression x du gaz dans tout l'appareil. En continant à soulever le réservoir M, le mercure montera dans la jauge, et, quand on approchera du point C, on manœuvrera à la main la baguette du robinet GR en même temps qu'on suivra avec une lunette

l'ascension lente du mercure dans le tube volumétrique CD, et on l'arrêtera au point convenable. Mais en même temps il aura monté dans le tube à pression EF, que nous supposons divisé en millimètres de bas en haut, le zéro de cette division étant de niveau avec la division inférieure du tube CD. La différence des niveaux du mercure dans les deux tubes étant alors h, si nous avons eu soin de prendre ces tubes sensiblement de même diamètre pour éviter la correction capillaire, nous pourrons dire que le gaz comprimé dans le tube volumétrique a maintenant le volume v et la pression $h+x$. Nous aurons donc, d'après la loi de Mariotte,

$$Vx = v(h+x),$$

d'où

$$x = \frac{h}{\frac{V}{v} - 1}.$$

Par exemple, supposons avec l'auteur que le mercure soit dans le tube manométrique à la division 45 et dans le tube D à la division 66,9. Nous avons vu que, dans ce cas, $\frac{V}{v} = 54{,}495$; nous en concluons $x = \frac{66{,}9}{53{,}495} = 1^{\text{mm}}{,}250$.

On réduira le gaz dans la jauge à un volume d'autant plus petit que la pression à mesurer sera plus faible; en général, on fera au moins deux expériences avec des compressions différentes, on les répétera plusieurs fois et l'on sera étonné de la concordance des résultats. L'auteur en donne plusieurs exemples, qu'il est inutile de copier ici [1].

---

[1] Se méfiant sans doute de la loi de Mariotte, M. Mc Leod détermine le rapport $\frac{V}{v}$ pour chaque division en mesurant les tensions d'une même masse de gaz comprimé dans les différents volumes correspondant à ces divisions. Le plus petit volume correspond à la division 2 et, pour celle-ci, le rapport $\frac{V}{v}$ était de 1492,35.

M. Crookes m'a affirmé qu'il mesurait avec certitude 1 millionième d'atmosphère, soit $0^{mm},000760$ et même une pression moitié moindre. M. Warren de la Rue estime que la jauge de M' Leod permet d'évaluer des pressions de $0^{mm},00005$. C'est donc un instrument d'une grande précision et qui devrait toujours accompagner les machines à faire le vide.

Il est évident que dans ces machines il faut se débarrasser absolument de la vapeur d'eau : aussi portent-elles toutes, sur le trajet du gaz, un réservoir horizontal contenant de l'acide sulfurique. Cet acide lui-même émet encore, suivant M. Crookes, des vapeurs appréciables dans le vide, et il l'a remplacé par de l'acide phosphorique anhydre, qui dessèche mieux les gaz et n'émet aucune vapeur. Il ne reste plus alors que les vapeurs mercurielles. M. Deville les absorbe avec un fil de sélénium, et M. Crookes en interposant entre la trompe et le vase à vider une sorte de serpentin composé de trois tubes horizontaux contenant des substances absorbantes. Le premier du côté de la trompe contient du soufre précipité qui arrête les vapeurs de mercure; le second contient du cuivre métallique réduit de son oxyde, pour arrêter les vapeurs de soufre; enfin le dernier, celui qui est près du réservoir à vider, contient de l'acide phosphorique anhydre, dernière précaution contre la vapeur d'eau, dont la moindre trace suffit pour altérer les résultats des expériences.

Enfin, pour ne rien omettre des particularités que nous offrent les trompes anglaises, on remarque, dans les trois figures données par MM. Gimingham, Warren de la Rue et Crookes, un petit radiomètre qui surmonte l'appareil et qui est là probablement pour signaler le degré d'avancement du vide. M. Crookes emploie, en outre, un tube de Plücker, dans lequel il peut faire passer l'étincelle électrique pour observer le spectre produit.

EXPLOSION D'ACIDE CARBONIQUE DANS UNE MINE DE HOUILLE;

PAR M. DELESSE.

Si des dégagements d'acide carbonique ont souvent été signalés dans les mines, des explosions de ce gaz doivent être considérées comme tout à fait anormales et exceptionnelles; elles peuvent cependant se produire, comme l'a démontré un terrible accident arrivé à la mine de houille de Rochebelle (Gard).

Le 28 juillet dernier, deux ouvriers qui travaillaient dans le fond du puits Fontanes, à 345^{m} de profondeur, entendirent une détonation semblable à celle d'un coup de mine, mais plus brève; moins d'une minute après, ils entendirent une seconde détonation, plus forte que la première, qui toutefois ne fut pas perçue par le mécanicien se tenant à l'orifice du puits.

A ce moment leurs lampes s'éteignirent; en même temps ils éprouvèrent des défaillances et ils eurent à peine le temps de se jeter tous deux dans la benne, qui fut aussitôt remontée par le mécanicien, en sorte qu'ils échappèrent miraculeusement à la mort. Malheureusement, trois ouvriers mineurs se trouvaient dans des galeries débouchant dans le puits Fontanes, à 246^{m} de profondeur, et ils y périrent asphyxiés.

Les ingénieurs des mines d'Alais, MM. Julien et de Castelnau, se sont immédiatement rendus au puits Fontanes, afin de procéder au sauvetage, qui a été long et périlleux, et ils se sont livrés à une étude très complète de ce déplorable accident.

Les détonations entendues pouvaient faire croire d'abord à une explosion de grisou; mais cette hypothèse, soutenue

avec vivacité par certaines personnes, fut bientôt reconnue inexacte : en effet, les détonations n'avaient pas été accompagnées de flammes ; des cloisons légères, existant dans le puits et dans la galerie débouchant au niveau de 246^{m}, n'avaient pas été brisées ; les cadavres et les vêtements des malheureuses victimes ne portaient aucune trace de brûlures ; enfin, de la poudre se trouvant dans la galerie et des cartouches préparées pour tirer des coups de mine n'avaient même pas pris feu.

Du reste, jusqu'à présent, le grisou n'a jamais été observé dans la mine de houille de Rochebelle, et, par suite, on n'y fait pas usage de lampes de sûreté ; les dégagements d'acide carbonique y ont, au contraire, été constatés depuis longtemps et, pour les combattre, on avait recours à une bonne ventilation. On perçait aussi, au front de taille, des trous de sonde horizontaux d'une profondeur de 2^{m}, de manière à faciliter le départ de ce gaz. A différentes reprises cependant, les ouvriers mineurs ont été obligés de quitter le travail, incommodés qu'ils étaient par l'acide carbonique. A la suite de l'accident du 28 juillet, cet acide a rempli les galeries de la mine et a remonté jusqu'à 50^{m} de l'orifice du puits Fontanes ; il était d'ailleurs facile de constater sa présence au moyen d'eau de chaux ou bien avec les lampes qui s'éteignaient lorsqu'on descendait à cette profondeur.

Pour renouveler l'atmosphère de la mine et pour se débarrasser de l'acide carbonique, les ingénieurs ont eu recours successivement à de l'eau qu'on faisait tomber dans le puits, soit en ouvrant les robinets de réservoirs placés dans le haut, soit en enlevant l'eau même du puits à l'aide de bennes à fond mobile et en la laissant retomber à l'orifice, d'où elle se répandait en pluie. La vapeur d'eau fournie par une machine a également été injectée dans le puits. En outre, on a eu recours à l'eau de chaux et à l'eau ammoniacale. Mais, en définitive, il n'a été

possible de rentrer dans la mine qu'après avoir aspiré l'air, en établissant sur le puits un puissant ventilateur de secours qui avait été envoyé en toute hâte par M. Graffin, l'ingénieur des mines de la Grand'Combe.

Alors on a reconnu que l'explosion d'acide carbonique s'était produite au front de taille de la houille, à l'extrémité d'une galerie ascendante inclinée à $13^{\circ},5$ et communiquant avec le niveau de 246^{m}. Sur une distance de 9^{m}, cette galerie avait été presque entièrement obstruée par la houille menue lancée au moment de l'explosion de l'acide carbonique, et des poussières de houille imprégnaient les objets à une distance beaucoup plus grande. Le mineur qui travaillait au front de taille avait été projeté par l'explosion et même enseveli sous la houille menue. M. de Castelnau a reconnu, dans la houille du front de taille, l'existence d'un vide qui n'avait pas moins de 6^{m} de profondeur, et il évalue au chiffre très considérable de 76 tonnes le poids total de la houille menue entraînée par les deux explosions.

Il est difficile de connaître exactement la quantité d'acide carbonique qui a été dégagée subitement par ces explosions; mais, en cubant les parties du puits et des galeries envahies par l'air irrespirable, on trouve un volume s'élevant à 4596^{mc}, qui représente un maximum sans doute bien supérieur à la réalité.

L'acide carbonique a continué à se dégager de la houille après l'accident; et, pendant la période du sauvetage, les ingénieurs ont dû plusieurs fois donner l'ordre d'abandonner la mine. Ils ont même observé que la houille menue, projetée par l'explosion, dégageait encore de l'acide carbonique, lorsqu'on la remuait et lorsqu'on en opérait le déblai, afin de pouvoir rentrer dans le fond de la galerie.

On avait bien reconnu, depuis longtemps, que de l'acide carbonique se dégageait lentement ou même avec un léger

bruissement de diverses couches de houille de la mine de Rochebelle; mais c'est la première fois que l'on constate que cet acide peut être assez comprimé et assez condensé dans la houille pour la rendre explosive et pour la projeter avec détonation.

Il reste maintenant à rechercher l'origine de cet acide carbonique dont l'explosion a produit la catastrophe de la mine de Rochebelle. Or, on ne saurait l'attribuer à des dégagements comme ceux qui ont lieu si fréquemment dans les régions volcaniques, particulièrement dans la mine de houille de Brassac et dans la mine de plomb de Pontgibaud, en Auvergne : en effet, il n'existe pas d'anciens volcans dans le voisinage de Rochebelle. On n'a pas constaté non plus de dégagement d'acide carbonique le long de la grande faille, qui est orientée *heure III*, passe près de la mine et représente la dislocation la plus importante du département du Gard.

D'un autre côté, il semble peu probable que l'acide carbonique se soit formé dans la houille même de Rochebelle et par une oxydation de son carbone déterminée par l'oxygène atmosphérique.

On est alors conduit à se demander si l'acide carbonique de Rochebelle ne proviendrait pas de l'oxydation de la pyrite de fer formant le gîte voisin du Soulier; car cette pyrite, présentant un amas stratifié dans la partie supérieure du trias, est très fortement oxydée et en voie complète de décomposition; elle donne sans cesse lieu à la formation d'acide sulfurique, qui, se dissolvant peu à peu dans les eaux souterraines, rencontre du calcaire triasique dans la profondeur et par suite en dégage de l'acide carbonique; ce dernier doit se diffuser au loin dans les roches voisines, en pénétrant de préférence dans celles qui, comme la houille, sont friables, fissurées et susceptibles de l'absorber; il peut même finir par s'y accumuler à haute pression. Les couches de houille de Rochebelle, ayant été brisées et

très disloquées, et venant quelquefois buter contre le trias pyriteux, semblent d'ailleurs offrir des conduits naturels et être particulièrement favorables à une accumulation de l'acide carbonique dégagé par l'oxydation de la pyrite.

SUR LA PRÉSENCE DES GRAINES DE LYCHNIS GITHAGO (NIELLE) DANS LES FARINES ALIMENTAIRES;

Par M. A. PETERMANN,
Directeur de la station agricole de Gembloux.

Les farines alimentaires ne sont pas seulement falsifiées avec des matières minérales, telles que le sable, l'argile, le plâtre, la craie, la baryte, le sulfate d'alumine et le sulfate de cuivre, ou avec des farines de moindre valeur, des sons, etc. : elles peuvent aussi être altérées par d'autres causes. En effet, la négligence pendant la récolte ou lors du nettoyage des graines, le défaut de soins dans la préparation ou la conservation des farines, peuvent déterminer la viciation des produits, sans qu'il y ait lieu de la qualifier de sophistication intentionnelle. Ainsi l'on peut rencontrer dans les farines : 1° des parasites animaux; 2° des spores ou le mycélium de champignons; 3° des graines de certaines plantes phanérogames qui infestent les cultures comme mauvaises herbes. Parmi ces graines, les unes sont indifférentes, les autres nuisibles, soit parce qu'elles déprécient la valeur nutritive de la farine, soit parce qu'elles lui communiquent un principe toxique. Les graines de mauvaises herbes que l'on rencontre le plus fréquemment dans les farines et qui ont une action nuisible sont celles de *Sinapis arvense*, de *Raphanus raphanistrum*, de *Melampyrum arvense*, de *Muscari comosum*, d'*Allium vineale*,

de *Lolium temulentum* et surtout des semences de *Lychnis githago*.

Quoique la présence des graines de *Lychnis* (Agrostemma) *githago* (nielle) dans les farines ait déjà été constatée en 1852 ([1]), nous nous permettons d'attirer l'attention de l'Académie sur cette altération, parce que les cultures de 1877 et de 1878 montraient cette mauvaise herbe en abondance et, ce qui en est la conséquence, parce que nous en avons rencontré fréquemment des graines dans les tourteaux de colza et surtout dans les tourteaux de lin, et en quantités considérables dans deux échantillons de farines de seigle et de froment destinées à l'alimentation de l'homme. Il importe au plus haut degré que le chimiste expert appelé à examiner des farines ne néglige pas de fixer son attention sur la nielle, que Chevallier (*Dictionnaire des falsifications*, etc.) considère avec l'ivraie comme la plus dangereuse de toutes les substances que l'on rencontre dans les céréales. Nous croyons devoir d'abord résumer les faits consignés dans un procès-verbal dressé à l'occasion d'une expertise récente; nous signalerons ensuite quelques considérations générales sur la marche à suivre dans la recherche de la nielle.

Les farines fournies dans le courant de septembre 1878 à la Maison pénitentiaire et de réforme de la province de . . . . paraissaient de qualité douteuse. La Commission administrative de cet établissement décida alors d'en faire faire une analyse chimique et nous chargea de ce travail, en nous adressant deux échantillons, l'un de farine de

---

([1]) Chevalier, Lassègue et Tardieu, *Accidents déterminés par des aliments de mauvaise qualité; farine mêlée de nielle* (*Ann. d'Hyd. de méd. lég.*, 1852, p. 350).

Malapert et Bonneau, *Empoisonnement par la nielle des blés* (*Ann. d'Hyd. de méd. lég.*, p. 365).

seigle et l'autre de farine de froment, l'une et l'autre non blutées. Les deux échantillons, qui, à l'examen rapide, ne présentaient rien d'anomal, ont été soumis à une analyse chimique (¹) et microscopique. Voici les résultats obtenus :

Composition chimique des farines.

	Seigle.	Froment.
Eau	15,20	14,37
Matières grasses (extraites par l'éther)	0,81	1,89
Matières albuminoïdes (azote × 6,25)	8,57	11,08
Matières extractives non azotées (amidon, etc.)	71,71	68,91
Matières minérales	1,82	1,85
Cellulose	1,89	1,90
	100,00	100,00

Les deux analyses précédentes ne montrent rien d'anomal. Le titre en eau, en matières minérales (²), en cellulose et en graisse des farines examinées correspond à celui des bonnes farines non blutées; le titre en matières albuminoïdes seul est un peu en dessous de la moyenne que l'on constate habituellement.

L'analyse chimique n'ayant révélé rien de particulier, nous avons procédé à l'examen au microscope.

L'examen microscopique de la farine de seigle et du dépôt d'amidon obtenu après l'avoir malaxée sous un filet d'eau froide nous prouvait qu'elle ne renfermait point de farines de légumineuses, de riz, de maïs, ni de fécule de pommes de terre (réaction Donny); elle laissait parfaite-

(¹) Les analyses chimiques ont été faites avec le concours de M. de Molinari, préparateur à la Station agricole.

(²) Le titre en cendres des farines blutées est naturellement plus bas. La farine de froment blutée, séchée à 100°, ne doit pas avoir plus de 0,8 pour 100 de cendres (Louyet).

Cinq échantillons de farines provenant de la province de Namur nous ont donné respectivement 0,75, 0,59, 0,62, 0,72 et 0,85 pour 100 de cendres, soit en moyenne 0,71.

ment voir les grains d'amidon de seigle, sans couches concentriques, mais pourvus pour la plupart du hile central affectant la forme d'une croix. Le résidu de la malaxation sous filet d'eau, formé par les pellicules de la graine de seigle, le son, montrait un très grand nombre d'autres pellicules d'un noir foncé, qui, à première vue, nous paraissaient appartenir à des graines de polygonum. Cependant l'absence de grains d'amidon de sarrasin nous engagea à étendre nos investigations, et nous trouvâmes bientôt que ces pellicules noires, couvertes d'un dessin caractéristique (*voir* plus loin), appartenaient à la semence de *Lychnis githago*, plante appelée vulgairement *nielle des champs* ou *couronne des blés*.

L'examen microscopique de la farine de froment telle quelle et du dépôt obtenu après l'avoir malaxée sous un filet d'eau froide nous a prouvé qu'elle était exempte de farines de seigle, de maïs, de fécule de pommes de terre, etc. Elle renfermait, comme celle de seigle, une forte proportion de graines de nielle, dont la quantité était cependant moins grande que dans la farine de seigle.

Nous ne nous sommes pas borné à la constatation microscopique de la graine de nielle; nous avons aussi isolé la *saponine* ([1]), principe qui la caractérise et lui donne ses propriétés nuisibles. Cette opération, exécutée d'après la méthode décrite plus loin, a parfaitement réussi et a confirmé les résultats de l'observation microscopique.

D'après l'opinion de tous les auteurs compétents, notamment Malapert, Chevallier, Hager, Buchheim, la saponine est un principe qui nuit à la qualité du pain, auquel elle communique une odeur désagréable, un goût âcre et brûlant, quelquefois même une couleur bleuâtre et noirâtre; de plus, l'usage continu d'un tel pain peut produire des grattements dans la gorge, des dérangements du sys-

---

([1]) Githagine d'après Scharling.

tème nerveux avec paralysie et rigidité des muscles (Dragendorff et Pelikan), la dysenterie et même la mort (Chevallier, Tardieu et Lassègue).

Après avoir constaté la présence de la nielle, nous avons demandé à la direction de l'établissement public en question de faire une enquête, dont le résultat a pleinement confirmé notre expertise. On a remarqué, en effet, lors de la préparation de la pâte obtenue des farines, qu'il s'en dégageait une odeur désagréable qu'on n'est pas parvenu à bien définir, odeur que le pain conservait après la cuisson ; de plus, celui-ci a pris rapidement une saveur aigre, surtout le pain de seigle ; plusieurs personnes déclaraient avoir ressenti aussi des grattements dans la gorge.

De l'analyse chimique et de l'examen microscopique des deux farines il résulte qu'elles ne sont falsifiées ni par une addition d'eau, ni par une addition de sable, plâtre ou matières analogues, qu'elles ne renferment point de sulfate de cuivre ni d'alun, qu'elles ne sont pas additionnées de farine de moindre valeur, mais qu'elles renferment une très forte proportion de graines de nielle, qui rendent le pain non seulement mauvais au point de vue du goût et de l'odeur, mais aussi nuisible à la santé des personnes qui s'en nourriraient.

Ces farines sont donc tout à fait impropres à la consommation. La fourniture de farines provenant de grains non nettoyés, renfermant une certaine quantité de semences étrangères et nuisibles, tombe d'ailleurs sous l'application de la loi.

La recherche de la nielle ne présente point de difficulté lorsqu'il ne s'agit que d'échantillons de graines, où par conséquent les semences de *Lychnis* sont entières. Dans ce cas, on peut les séparer facilement par un triage. Elles se présentent sous forme de petits rognons, de $0^{m},002$ à $0^{m},003$ de diamètre, dont on aurait comprimé les deux côtés les

plus allongés. Les semences ont un poids moyen de $0^{gr},0087$, leur péricarpe, d'un noir foncé, mais mat, ou d'un brun foncé, est hérissé de petites aspérités microscopiques. La coupe de la graine montre un endosperme dur, d'une blancheur parfaite, qui, mouillé d'eau d'iode étendue, prend immédiatement une couleur bleue intense. La quantité de graines de *Lychnis* que l'on constate dans le seigle et le froment est quelquefois très considérable; c'est ainsi que nous avons retiré neuf cent vingt-sept graines de nielle de 1^{kg} de seigle de seconde qualité, acheté chez un marchand de graines.

Si l'échantillon soumis à l'expertise consiste en farine non blutée, les graines de nielle ont naturellement été broyées et c'est de la recherche des enveloppes qu'il s'agit. Celles-ci peuvent être isolées sans difficulté, soit par un tamisage sous filet d'eau à l'aide de tamis à mailles de $0^{m},001$, soit en les cherchant dans le résidu du dosage de la cellulose (résidu du traitement de la farine par l'acide sulfurique de 1,25 pour 100, la soude de 1,25 pour 100, l'alcool et l'éther). Le péricarpe du *Lychnis* apparaît alors sous forme de petits lambeaux de $0^{m},0005$ à $0^{m},004$ sur $0^{m},0005$ à $0^{m},002$, lesquels, traités par une solution bouillante de chlorure de calcium, de concentration 1 à 3, et préparés ensuite au chlorure de calcium ou à la glycérine, montrent au microscope et à un faible grossissement (80) un dessin très caractéristique (*fig.* 1).

L'épiderme, d'un beau brun châtain, est formé de cellules irrégulières, à membrane maculée de points noirs et à contour dentelé; elles sont disposées comme des roues d'engrenage. Chaque cellule montre aussi vers son milieu un épaississement plus foncé, analogue à un bourrelet, ayant un centre transparent. L'image microscopique de l'enveloppe du *Lychnis* diffère tellement de celles produites par d'autres semences noires, telles que l'ansérine, la moutarde, la féverole, la renouée, etc., pouvant également se

rencontrer dans les farines, que le doute n'est pas possible et que la découverte de cette enveloppe constitue un moyen sûr pour se prononcer sur la présence ou sur l'absence de graines de nielle dans les farines non blutées.

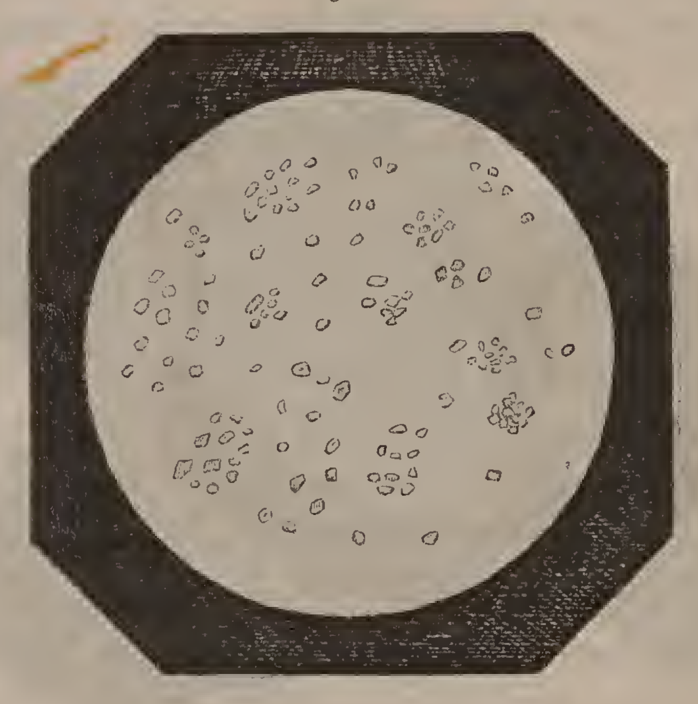
Fig. 1.



Si la recherche de la nielle dans les graines de céréales, dans les farines non blutées ou dans les tourteaux de graines oléagineuses destinés à l'alimentation du bétail ne présente pas de difficulté sérieuse, cette recherche est longue et difficile lorsqu'on a affaire à des échantillons de farines blutées, exemptes de son, et ne renfermant par conséquent plus les enveloppes de la graine dangereuse. La nielle étant un fruit amidonné, nous avons étudié tout d'abord les caractères de son amidon, dans le but de voir si ceux-ci ne suffisaient pas pour le distinguer de l'amidon d'autres végétaux et pour reconnaître ainsi la présence de la nielle dans les farines alimentaires. Les grains de l'amidon de nielle sont d'une extrême petitesse (*fig.* 2); les plus grands ne nous ont donné qu'un diamètre de $0^{mm},006$: ils sont polyédriques, généralement simples; très peu sont

composés. Si l'on ajoute à cette circonstance qu'il n'y a qu'une toute faible apparence de hile et qu'il y a absence complète de couches concentriques, même en employant un grossissement de 800, on reconnaîtra qu'il n'y a rien à

Fig. 2.



attendre, à notre point de vue, de l'examen au microscope. Il ne reste donc que la recherche par voie chimique du principe qui caractérise la nielle, c'est-à-dire de la saponine.

Voici la méthode que nous avons suivie dans l'expertise des farines dont nous avons parlé plus haut.

On chauffe 500^{gr} de farine au bain-marie avec 1^{lit} d'alcool à 85°, on filtre à chaud. Le filtrat est précipité par l'alcool absolu; la poudre blanche qui se dépose d'abord et les matières floconneuses (matières albuminoïdes, gomme, dextrine) sont séparées par filtration. Après avoir séché le filtre dans l'étuve à l'eau bouillante, afin de produire une coagulation des matières albuminoïdes, on épuise par l'eau froide. L'extrait aqueux précipité par l'alcool absolu fournit, après filtration et dessiccation du filtre, une poudre d'un blanc jaunâtre, donnant toutes les réactions propres à la saponine :

1° Elle possède un goût âcre et brûlant;

2° Elle se dissout rapidement dans l'eau froide, et sa solution aqueuse, battue avec un agitateur, forme une mousse persistante;

3° Ni la poudre ni la solution aqueuse ne se colorent avec l'iode (absence d'amidon);

4° La solution aqueuse réduit le nitrate d'argent et la solution de Fehling, mais cette dernière seulement après traitement par une goutte d'acide chlorhydrique (absence de sucre; caractère des glucosides);

5° La solution aqueuse précipite par l'acétate de plomb, mais elle ne précipite point par le tannin (absence de matières albuminoïdes);

6° La solution aqueuse ne se coagule point par la chaleur (absence de matières albuminoïdes).

RECHERCHES SUR LA PASSIVITÉ DU FER;

PAR M. L. VARENNE,
Répétiteur à l'École Polytechnique.

Lorsque l'on met un morceau de fer en présence de l'acide azotique ordinaire du commerce, une réaction s'établit aussitôt et se développe avec intensité.

L'acide azotique concentré, celui qui, le plus souvent, porte dans les laboratoires le nom d'*acide azotique fumant,* ne réagit pas sur le fer; le métal acquiert de plus par son contact avec cet acide la singulière propriété de n'être plus attaqué par l'acide étendu. On dit que l'acide fumant rend le fer *passif.*

Ce phénomène a été signalé dès la fin du siècle dernier. M. Dumas est le premier, en France, qui l'ait rappelé dans ses Cours. Il fut, depuis, examiné successivement par

MM. Becquerel père, de la Rive et quelques autres physiciens.

Différentes hypothèses ont été émises sur les causes de la passivité du fer. On a pensé qu'il se formait à la surface du métal une couche soit d'un oxyde, soit d'un sous-nitrate insoluble, constituant comme une sorte de vernis et empêchant, par conséquent, toute attaque ultérieure. Une telle hypothèse, toute séduisante qu'elle soit, ne laisse pas que d'être peu vraisemblable. Un fragment de fer, fût-il soigneusement forgé et laminé, n'est, en réalité, qu'un corps rugueux, ayant pour ainsi dire l'aspect d'une véritable éponge, dont les saillies et les cavités se succèdent d'une manière rapide et discontinue. Il paraît donc difficile d'admettre, *a priori*, que la couche protectrice ait pu s'étendre d'une manière instantanée sur toutes les portions, sans en laisser aucune à découvert.

On a encore supposé que, sous l'influence de l'acide monohydraté, le fer prenait un état électrique particulier mettant obstacle à la production du phénomène chimique.

Les expériences que j'ai l'honneur de soumettre à l'Académie ont été instituées dans le but de jeter quelque jour dans cette intéressante question.

La passivité du fer est, il faut le constater d'abord, un phénomène relatif, en ce sens que, suivant les opérations mécaniques qu'a subies le métal, suivant sa constitution physique, la concentration de l'acide capable de développer la passivité est essentiellement variable. C'est un fait que j'ai vérifié d'une façon constante dans le cours de ces recherches. La passivité s'établit d'autant plus facilement que les molécules sont plus rapprochées, ce que l'on peut exprimer en disant que la concentration *minima* de l'acide capable de déterminer la passivité est en raison inverse de la condensation moléculaire du métal. Les clous du commerce, par exemple, sont immédiatement attaqués par l'acide ordinaire, additionné même d'une certaine quan-

tité d'acide monohydraté. Au contraire, des échantillons de fer doux fortement comprimé par le laminage sont à peine attaqués dans l'acide ordinaire et deviennent passifs si l'on a préalablement introduit dans ce dernier quelques gouttes d'acide fumant.

Ce point étant acquis, je suis arrivé aux résultats suivants, quel que soit l'état moléculaire du métal.

I. 1° Du fer rendu passif est plongé dans l'acide ordinaire et soumis à un choc contre les parois du vase qui le renferme, l'énergie nécessaire du choc étant d'autant moindre que l'acide est plus étendu : la dissolution s'effectue instantanément.

On peut arriver au même résultat soit en frottant le métal avec une baguette de verre, soit en projetant sur le métal immergé un jet d'eau, soit en lui imprimant un mouvement rapide de gyration.

2° Les vibrations, d'amplitude même extrêmement faible, suffisent pour faire cesser la passivité. M. Ducretet a bien voulu construire, sur mes indications, un appareil fort simple pour étudier cette influence nouvelle. Une lame de fer doux est interrompue, en son milieu, par une plaque de caoutchouc. L'une des parties est fixée verticalement dans une pince, la partie inférieure est complètement immergée dans l'acide fumant et ainsi rendue passive; on remplace l'acide monohydraté par l'acide du commerce, dans lequel la lame reste intacte. Les vibrations sont alors déterminées en approchant de la partie supérieure un électro-aimant analogue à ceux que l'on emploie pour les sonneries. A peine le mouvement vibratoire a-t-il commencé, que la réaction se manifeste.

II. En examinant soigneusement avec une loupe puissante un fragment de métal rugueux immergé dans l'acide fumant, j'ai vu se former autour du fer une gaîne gazeuse qui subsiste lorsqu'on le porte dans l'acide étendu. Si le fragment est très lisse et compacte, cette gaîne est plus

difficile à apercevoir; mais sa formation est cependant apparente. J'ai été conduit, par cette observation, à étudier le rôle que pouvait jouer l'enveloppe gazeuse dans le phénomène qui nous occupe. Les expériences suivantes ont été faites dans ce but.

1° Du fer rendu passif est immergé complètement dans l'acide étendu, puis enlevé avec précaution, de façon à être complètement recouvert du liquide acide et suspendu dans l'air : au bout de quelques instants, presque immédiatement dans un courant d'air un peu vif, l'attaque commence et se continue avec énergie; elle est précédée de l'apparition brusque de bulles gazeuses venant crever à la surface.

2° Du fer rendu passif est plongé dans l'acide azotique étendu; on fait arriver au voisinage du fragment métallique quelques bulles d'air : la réaction commence, s'établissant d'autant plus vite que la surface du métal est plus rugueuse.

3° Dans les mêmes conditions, le métal étant *suspendu* dans le liquide, on dépose au fond du vase quelques parcelles d'un carbonate, de la craie par exemple : l'acide carbonique se dégageant, l'attaque du métal a lieu.

4° On prépare d'avance un vase contenant de l'acide azotique étendu et dans le fond duquel on place un peu de mousse ou de noir de platine, substances éminemment poreuses et dégageant par immersion de nombreuses bulles de gaz : on suspend dans le liquide, de façon qu'il ne touche pas le platine, un morceau de fer rendu passif, et l'attaque se détermine au bout de quelques secondes.

5° On dispose, au fond d'un vase cylindrique, un petit fragment de fer, une pointe de Paris par exemple; on la submerge avec de l'acide azotique fumant; après quelques instants de contact, la passivité étant déterminée, on décante l'acide monohydraté et on le remplace par de l'acide

étendu; puis on introduit avec précaution, au moyen d'une pince faite de deux morceaux de verre, un fragment identique, mais non passif, que l'on dispose parallèlement au premier et de façon qu'il se trouve à une assez grande distance de l'autre par rapport à leurs diamètres. Le nouveau fragment s'attaque, le dégagement gazeux se produit : l'autre n'est pas altéré. Vient-on à effectuer entre eux un rapprochement, on reconnaît qu'à un moment donné, lorsque la distance a atteint une certaine valeur, le fer passif entre en dissolution. Cette distance maximum est d'autant plus grande, toutes choses égales d'ailleurs, que les diamètres des fragments sont plus grands.

6° Du fer rendu passif, étant plongé dans de l'acide étendu, s'attaque rapidement si l'on vient à placer au voisinage, tout en évitant le contact, une lame d'un métal attaquable par l'acide, ce métal fût-il électro-positif par rapport au fer, tel que le zinc. On avait observé que le contact de la partie du fer immergée avec un fil de cuivre suffit pour déterminer la réaction de l'acide sur le fer. Le contact a-t-il lieu au contraire sur la partie extérieure au liquide, rien de pareil ne se produit. Ne doit-on pas attribuer au dégagement gazeux qui se manifeste dans les premières conditions la cessation de la passivité?

III. Il résulte de toutes les expériences qui viennent d'être indiquées qu'un ébranlement provoqué dans le voisinage du métal passif, soit par un choc ou une vibration, soit par un courant de gaz quelquefois très faible, comme dans le cas de la mousse de platine, suffit pour faire disparaître la passivité. D'autre part, l'acide azotique monohydraté exerce une action sur le métal; mais cette action cesse aussitôt, le phénomène *se traduisant* par la disposition autour du fragment métallique d'une gaîne gazeuse enveloppante.

On est dès lors porté à conclure de ces résultats, donnés par l'expérience, que cette gaîne gazeuse est le seul obstacle

à l'attaque ultérieure; qu'elle est plus adhérente sur une surface lisse et sur un échantillon de grande condensation moléculaire que sur un échantillon rugueux et moins compacte; que les ébranlements mécaniques, les courants gazeux faibles ou puissants (ces derniers ajoutant peut-être dans certains cas une action chimique à leur influence de déplacement) en déterminent plus ou moins rapidement la dislocation. On se trouve ainsi ramené à un phénomène présentant quelque analogie avec celui qui se manifeste lorsque l'on met en présence de l'acide sulfurique et du zinc chimiquement pur. Dans ce dernier cas, de l'hydrogène se fixe à la surface du métal et l'action s'arrête; or, l'expérience a démontré qu'un courant d'air, un dégagement de gaz quelconque activent notablement l'action des deux substances. Mais ce phénomène diffère de celui qui fait l'objet de cette Note, car, à mesure que le zinc se dissout, les couches successives de métal présentent la même particularité que la couche primitive; à leur tour elles se recouvrent d'hydrogène, l'action mécanique devient de nouveau nécessaire : aussi le courant gazeux doit-il être très prolongé si l'on veut dissoudre des quantités sensibles de métal.

Au contraire, le fer rendu passif étant plongé dans l'acide étendu et la passivité venant à cesser sous les diverses influences que j'ai indiquées, rien ne s'oppose plus à l'attaque du métal, qui peut alors s'effectuer jusqu'à dissolution complète.

L'expérience confirme les prévisions auxquelles conduisent les essais qui précèdent. Si la passivité du métal est la conséquence de la formation de la gaîne gazeuse, celle-ci doit disparaître dans le vide et la passivité avec elle. Un fragment de fer, étant rendu passif, a été placé dans le vide, avec des dispositions particulières, de façon à éviter tout ébranlement. Le vide étant fait ($h = 0^m,015$), on retire avec précaution et sans le toucher directement le morceau de

fer que l'on immerge dans l'acide étendu, où il s'attaque aussitôt.

La nature du gaz enveloppant peut d'ailleurs être très approximativement fixée : si on laisse, en effet, rentrer quelques bulles d'air dans l'appareil à vide au moment où l'on cesse la raréfaction, on voit apparaître dans ce récipient la coloration rouge orangé caractéristique des vapeurs hypoazotiques. La gaîne gazeuse est donc principalement formée de bioxyde d'azote. Quelles sont les causes qui déterminent la formation de la gaîne gazeuse autour du métal? De quelle nature sont les influences qui en maintiennent ensuite l'adhérence?

Telles sont les questions sur lesquelles porteront des recherches que j'entreprends en ce moment ([1]).

DOSAGE DES MATIÈRES ORGANIQUES DES EAUX NATURELLES;

Par M. G. LECHARTIER,

Professeur de Chimie à la Faculté des Sciences de Rennes.

L'analyse des matières organiques que les eaux de source et de rivière tiennent en dissolution a un intérêt spécial pour l'hygiène. A mesure que l'on étudie avec plus de soin le développement et la marche des maladies épidémiques qui sévissent dans les grands centres de population, on attache une importance plus grande à la pureté des eaux potables au point de vue des matières organiques.

La solution de cette question de Chimie analytique est loin d'être complète. Il faudrait pouvoir déterminer exactement quelles sont les matières organiques qui existent

([1]) Les recherches qui font l'objet de cette Note ont été exécutées au laboratoire de M. Fremy, à l'École Polytechnique.

dans une eau et en quelles proportions chacune d'elles s'y trouve dissoute; mais, comme elles ne possèdent aucun de ces caractères très nets qui permettent de déceler la présence des principes minéraux, on est forcé de renoncer à poursuivre une analyse immédiate, et l'on doit se contenter de se renseigner exactement sur leur quantité et leur nature. D'ailleurs, pour juger de leur influence sur l'organisme, l'hygiéniste a surtout intérêt à savoir si leur provenance est végétale ou animale. Une fois qu'il est éclairé sur ce point, l'expérience lui indique dans quelles proportions il convient de les tolérer dans l'eau qui doit servir à l'alimentation de l'homme.

DISCUSSION DES PROCÉDÉS D'ANALYSE EN USAGE.

La perte de poids que l'on constate en soumettant à la calcination le résidu de l'évaporation d'une eau ne peut donner les renseignements dont on a besoin, même lorsque l'on a recours aux plus grandes précautions.

On a cherché à fonder un procédé de dosage sur l'action réductrice que ces matières organiques exercent sur le permanganate de potasse; mais il a été démontré que beaucoup d'entre elles ne sont oxydées que d'une manière incomplète par une solution de ce sel, même après ébullition et en présence de l'acide sulfurique. On peut citer en particulier l'urée et les substances azotées de même provenance, que l'on a surtout intérêt à reconnaître et à doser. Aussi le permanganate de potasse ne peut-il donner des renseignements utiles que dans un nombre de circonstances très limité.

La méthode fournissant les indications les plus complètes est celle qui a été mise en pratique par M. Frankland pour l'analyse des eaux de Londres et des diverses régions de l'Angleterre et de l'Écosse.

Elle consiste à doser le carbone et l'azote des matières

organiques dissoutes. On ne connaît ainsi ni leur poids total ni leur composition élémentaire; on détermine seulement le poids de deux de leurs éléments constitutifs, mais les données exactes que l'on obtient ainsi conduisent à des conséquences sérieuses.

La proportion du carbone, élément constant des substances organiques, donne une mesure de leur poids total; le dosage de l'azote nous renseigne sur leur nature. L'analyse fournit-elle pour une eau des quantités minimes de carbone et d'azote, sa bonne qualité se trouve nettement établie. Une proportion de carbone élevée, relativement à celle de l'azote, indique la présence de matières organiques d'origine végétale; mais, si le poids de l'azote croît en même temps que celui du carbone, on peut être certain que l'eau est souillée par des substances d'origine animale de la nature de celles que fournissent les égouts et les fumiers. La comparaison des résultats analytiques obtenus avec ceux qui sont donnés par des eaux dont les qualités ont été établies par l'expérience permet de porter un jugement exact sur la valeur d'une eau au point de vue de l'alimentation.

Le problème, réduit au dosage du carbone et de l'azote, présente encore quelques difficultés, et les méthodes en usage pour l'analyse organique ne peuvent être employées qu'avec des précautions spéciales.

Les eaux de source et de rivière contiennent des carbonates dont la présence est incompatible avec le dosage du carbone; de plus, l'azote s'y rencontre sous trois états différents : 1° à l'état de nitrates et de nitrites; 2° à l'état de sels ammoniacaux; 3° à l'état d'azote encore engagé dans des combinaisons organiques.

L'azote ammoniacal et l'azote nitrique sont déterminés séparément par des procédés spéciaux. Ces dosages sont utiles en eux-mêmes, attendu qu'ils fournissent des indications précieuses sur les altérations qu'une eau a subies an-

térieurement ; mais l'azote organique ne peut pas être déterminé directement. M. Frankland dose la quantité totale d'azote existant en combinaison dans une eau et calcule ensuite la proportion de l'azote organique par différence avec la somme des deux nombres obtenus précédemment. Cette détermination n'est rigoureuse que dans le cas où le dosage de l'azote total est effectué avec exactitude.

M. Frankland ne fait qu'une seule opération pour analyser le carbone et l'azote total. Le résidu de l'évaporation de l'eau est soumis à la combustion dans un tube de verre, où l'on fait le vide à l'aide de la trompe de Sprengel. On recueille un mélange d'acide carbonique et d'azote, et du volume de chacun d'eux on déduit leur poids.

La principale difficulté de cette détermination consiste à décomposer les carbonates en dissolution dans l'eau et à effectuer l'évaporation de manière à ne rien perdre de l'azote combiné, qui doit se retrouver intégralement dans le résidu. Pour la décomposition des carbonates, M. Frankland fait usage d'une solution d'acide sulfureux pur ; mais l'emploi de cet acide n'est pas sans inconvénient, à cause de ses propriétés réductrices.

D'une part, on ne peut pas faire bouillir ou seulement évaporer une eau contenant en solution des nitrates et de l'acide sulfureux sans qu'il se produise une perte d'azote. D'autre part, il est très difficile, pour ne pas dire impossible, de détruire, à l'aide de ce même réactif, la totalité des nitrates qui peuvent exister dans une eau. Ces deux points nous ont été démontrés par des essais directs que nous avons institués en ajoutant à de l'eau de rivière des volumes connus de solutions d'azotate de potasse ou d'azotate de baryte, de manière à reproduire les conditions que l'on rencontre dans la pratique.

Dans chaque essai, on introduisait dans un ballon 1^{lit} d'eau mélangée d'azotates, on l'additionnait d'un volume d'une solution sulfureuse un peu supérieur à celui qui

était nécessaire à la décomposition complète des carbonates, et l'on faisait bouillir le mélange jusqu'à cessation de toute odeur d'acide sulfureux. L'évaporation de la liqueur, commencée au bain de sable, était achevée au bain-marie.

On a d'abord fait usage d'une solution d'azotate de potasse, qui, analysée directement, a fourni $0^{cc},75$ d'azote par centimètre cube d'eau. L'analyse des résidus d'évaporation a donné les résultats suivants :

Eau évaporée.	Solution d'azotate de potasse.	Solution d'acide sulfureux.	Azote mesuré à 0° et à 760^{mm}.	Perte d'azote.
lit	cc	cc	gr	cc
1	»	»	1,3	»
1	1	1	1,2	0,85
1	2	5	2,0	0,90
1	5	5	3,9	1,25
1	5	5	3,7	1,45

Une seconde série d'expériences a été faite en employant une solution d'azotate de baryte. Par décomposition avec les sulfates que l'eau contenait naturellement, on obtenait un mélange d'azotates de diverses bases. Ces nouvelles analyses ont conduit aux mêmes conséquences :

Eau évaporée.	Solution d'azotate de baryte.	Solution d'acide sulfureux.	Azote mesuré à 0° et à 760^{mm}.	Perte d'azote.
lit	cc	cc	gr	cc
1,0.......	»	»	1,20	»
0,1.......	6	»	5,40	»
1,0.......	3	1	2,34	1,47
1,0.......	6	1	4,30	2,12
1,0.......	9	1	7,60	1,43
1,0.......	12	1	10,20	1,42

En variant le mode opératoire et en augmentant la proportion d'acide sulfureux, les pertes peuvent devenir encore plus fortes. C'est ainsi que, en faisant évaporer sans ébul-

lition préalable 1^{lit} d'eau auquel on avait ajouté 12^{cc} d'azotate de baryte et 2^{cc} de solution d'acide sulfureux, on n'a recueilli que $2^{cc},1$ d'azote. La perte s'est élevée à $9^{cc},5$.

Ces erreurs, qu'il ne nous a pas été possible d'éviter, ne sont pas constantes, et elles sont notables par rapport aux quantités qu'il s'agit de mesurer, puisqu'elles représentent souvent le tiers ou le quart de leur valeur; enfin elles affectent intégralement le dosage de l'azote constitutif des matières organiques.

En employant un volume relativement considérable de solution de gaz acide sulfureux, on ne décompose pas la totalité des nitrates qu'une eau contient. Après avoir ajouté à 1^{lit} d'eau de rivière 10^{cc} de la solution de nitrate de baryte, on l'a fait bouillir avec 15^{cc} d'une solution saturée d'acide sulfureux. La présence des nitrates pouvait encore être décelée à l'aide de l'acide sulfurique et d'une solution de brucine, même avant toute concentration.

EXPOSÉ DU PRINCIPE DE LA MÉTHODE D'ANALYSE PROPOSÉE.

L'emploi de l'acide sulfureux pour la décomposition des carbonates produit une perte d'azote; tout autre acide aurait le même inconvénient, attendu que dans l'évaporation d'une solution de nitrates on ne peut être certain de les conserver en totalité que si la liqueur est neutre ou alcaline.

On se trouve ainsi conduit à séparer le dosage du carbone des matières organiques de celui de l'azote.

Pour doser le carbone, on fera usage du procédé indiqué par M. Frankland.

Pour l'azote, il faut opérer en dehors de l'intervention des acides et sans effectuer la décomposition des carbonates. On se trouve alors en présence d'une difficulté nouvelle, parce qu'il n'est pas possible d'évaporer jusqu'à siccité une eau contenant à la fois carbonates et sels ammoniacaux sans

qu'une portion de l'azote ammoniacal s'échappe dans l'air sous forme de carbonate d'ammoniaque.

Pour vérifier ce fait, qu'il était facile de prévoir, nous avons mélangé avec 10^{cc} d'eau distillée une solution de sulfate d'ammoniaque capable de fournir 19^{cc} d'azote, mesurés à la température de $0°$ et sous la pression de 760^{mm}. Nous avons fait évaporer l'eau au bain-marie, après y avoir ajouté $0^{gr},5$ de carbonate de chaux pur. Le résidu de l'évaporation a été analysé et n'a fourni que $2^{cc},7$ d'azote.

Il fallait donc renoncer à doser directement la totalité de l'azote existant en combinaison dans une eau; mais nous avons pensé qu'on arriverait au même but en éliminant l'azote ammoniacal et en déterminant la somme de l'azote nitrique et de l'azote organique. Le dosage direct de l'azote nitrique permettrait encore d'obtenir, par différence, le poids de l'azote organique.

Les expériences de M. Boussingault sur le dosage de l'ammoniaque dans les eaux faisaient espérer de pouvoir éliminer, à l'aide de la magnésie, l'ammoniaque des sels ammoniacaux sans altérer les matières organiques azotées.

Nous nous sommes assurés qu'en faisant évaporer avec de la magnésie une eau contenant des sels ammoniacaux on peut chasser la totalité de l'ammoniaque. De plus, en effectuant cette évaporation au bain-marie, sans ébullition, on peut la pousser jusqu'à la dessiccation du résidu sans décomposer les matières organiques azotées.

Dans nos essais comparatifs, nous avons opéré sur une solution d'urée, comme l'a fait M. Boussingault. La magnésie que nous avons employée a été obtenue en calcinant de l'hydrocarbonate de magnésie dans un creuset de platine, à la flamme d'un bec de Bunsen. Il est bon de laver à l'eau distillée le produit de la calcination pour enlever le carbonate de soude dont on ne prive jamais complètement le carbonate de magnésie. Il peut arriver que la totalité du carbonate de magnésie ne soit pas transformée en magnésie, mais ce fait n'a aucune influence mauvaise sur le succès

de l'opération ; seulement, pendant la combustion du résidu de l'évaporation de l'eau, on recueille un excès d'acide carbonique.

On introduisait dans une capsule de porcelaine un volume d'eau distillée variant de 100^{cc} à 200^{cc}, et on lui mélangeait, soit isolément, soit ensemble, des quantités connues de solutions d'urée, de sulfate d'ammoniaque et de magnésie. La capsule était chauffée au bain-marie, et de temps en temps, pendant l'évaporation, on agitait le mélange avec une baguette de verre, de manière à mettre la magnésie en contact avec les diverses parties de la liqueur. Le résidu de l'évaporation était soumis à la combustion ; on recueillait un mélange d'azote et d'acide carbonique, et l'on mesurait l'azote après avoir absorbé l'acide carbonique à l'aide de la potasse.

Voici les résultats obtenus :

Première série d'expériences.

Eau évaporée.	Solution d'urée.	Solution de sulfate d'ammoniaque.	Poids de magnésie.	Azote mesuré à 0° et à 760^{mm}.
cc	cc	cc	gr	cc
200......	10	»	»	9,7
200......	10	10	»	19,2
200......	10	»	0,2	9,8
200......	10	10	0,2	9,8
200......	»	10	0,2	0,3

Seconde série d'expériences.

La solution d'urée dont on a fait usage était plus concentrée que dans la série précédente.

Eau évaporée.	Solution d'urée.	Solution de sulfate d'ammoniaque.	Poids de magnésie.	Azote mesuré à 0° et à 760^{mm}.
cc	cc	cc	gr	cc
100......	10	»	0,2	19,1
100......	10	10	0,2	18,9
100......	10	10	0,2	19,0

L'azote ammoniacal et l'azote organique n'existent pas, d'ordinaire, dans les eaux naturelles, en proportions supérieures à celles que nous avons introduites dans les liqueurs analysées. La concordance des résultats que nous citons nous paraît fournir la démonstration du principe que nous avons énoncé.

PRATIQUE DE L'ANALYSE.

On opère sur 1^{lit} d'eau, que l'on évapore dans une capsule dont la capacité ne dépasse pas 200^{cc}. La capsule est chauffée sur un bain-marie à niveau constant, alimenté par un flacon de Mariotte. On ajoute à l'eau $0^{gr},2$ environ de magnésie. A mesure que la capsule se vide, on la remplit de nouveau jusqu'à évaporation complète de l'eau mesurée, et à chaque addition on agite le mélange avec une baguette de verre. Il est bon d'installer la capsule de manière à en maintenir le fond dans l'eau du bain-marie, que l'on entretient constamment en ébullition. Dans ces conditions, l'évaporation marche assez rapidement.

Lorsque le résidu a été amené à siccité, on place la capsule sous une cloche avec de l'eau. La matière sèche absorbe de l'humidité, et il devient plus facile de la détacher complètement de la capsule. On en saupoudre les parois avec de l'oxyde de cuivre fin, et à l'aide d'une spatule en platine on rassemble l'oxyde en grattant avec soin tous les points de la surface de la porcelaine. Le mélange que l'on obtient ainsi est versé dans une pelle en clinquant, et l'on recommence l'opération précédente jusqu'à ce que l'intérieur de la capsule soit en tous ses points parfaitement net de toute matière adhérente. A la fin, on emploie avec avantage de l'oxyde plus grossier, provenant de la calcination du cuivre.

On a préparé d'avance un tube en verre vert de $0^{m},40$ de longueur, fermé à l'une de ses extrémités. On verse au fond un peu d'oxyde de cuivre, et l'on y introduit succes-

sivement le mélange d'oxyde et de la matière à analyser, de l'oxyde plus gros et une colonne de cuivre réduit. On tasse le cuivre régulièrement, afin de ne laisser subsister aucun vide. Dans un tube de $0^m,015$ de diamètre, la matière et l'oxyde occupent une longueur de $0^m,13$ à $0^m,15$, et l'on donne à la colonne de cuivre une longueur de $0^m,10$. On maintient le tout à l'aide d'un tampon d'amiante, et l'on étire à la lampe la portion du tube qui est restée vide, de manière à diminuer son diamètre sur une longueur de $0^m,10$ environ. On mastique à son extrémité ouverte un tube de plomb, qui est relié d'autre part à un tube en verre contenant des fragments de chlorure de calcium. Celui-ci est fixé à demeure au montant de la trompe de Sprengel et communique avec elle par un second tube en plomb. Tous les points de jonction sont parfaitement mastiqués.

On entoure d'une feuille de clinquant le tube à combustion sur toute la partie qui doit être chauffée, et on le place sur une grille à gaz de manière à laisser en dehors la portion qui a été étirée à la lampe. Enfin on dispose un petit écran en carton pour intercepter la chaleur rayonnée; de cette manière, le mastic se trouve complètement préservé de la fusion.

On commence par faire le vide aussi complètement que possible, puis on fixe une éprouvette graduée pleine de mercure au-dessus de l'ouverture du tube capillaire qui sert à l'extraction des gaz. On chauffe successivement le tube de verre dans ses diverses parties, comme on le ferait pour une analyse organique ordinaire. La combustion de la matière organique doit être effectuée avec lenteur; sans cette précaution, il se produit du bioxyde d'azote qui n'est pas complètement décomposé par le cuivre. Ce fait s'observe même dans le cas où l'on brûle des matières organiques analogues à l'urée et ne contenant pas de nitrates. Cet inconvénient se reproduit toutes les fois que les gaz de la combustion sont appelés trop rapidement dans la machine qui

sert à l'extraction des gaz. C'est un des motifs pour lesquels l'emploi de la trompe de Sprengel est plus avantageux pour ce genre d'analyses que celui de la pompe à mercure.

Lorsque la combustion est terminée et que le mercure, en tombant dans le tube capillaire, n'entraîne plus de gaz à l'extérieur, l'éprouvette est transportée sur une cuve profonde. On absorbe l'acide carbonique à l'aide de la potasse, et le résidu, mesuré avec les précautions ordinaires, donne le volume de l'azote. On s'assure ensuite qu'il ne contient pas de bioxyde d'azote.

Pour doser le carbone, on opère sur le résidu que l'on obtient après avoir détruit les carbonates à l'aide de l'acide sulfureux.

Les résultats que l'on obtient en opérant comme nous venons de l'indiquer peuvent être suffisants dans beaucoup de cas; mais des précautions plus minutieuses sont nécessaires quand on désire une exactitude aussi grande que possible. Les matières que l'on dose ont souvent un poids très faible, et il importe que les erreurs soient toujours en rapport avec la grandeur des quantités que l'on mesure. Nous ferons d'abord remarquer qu'il est très difficile d'effectuer un vide complet dans le tube à combustion, dont l'intérieur est rempli de substances pulvérulentes. C'est un fait que nous avons vérifié souvent et voici une expérience qui le prouve.

Avant de fermer et de remplir le tube de verre où l'on doit faire le vide, on l'a étranglé à $0^{m},05$ environ de l'une de ses extrémités, de manière à le partager en deux parties de longueurs très inégales, ouvertes à leurs extrémités et réunies par un conduit capillaire. Dans la plus petite de ces portions, on a introduit du carbonate de plomb que l'on a isolé entre deux tampons d'amiante et on l'a fermée à la lampe. On a rempli l'autre portion du tube avec de l'oxyde de cuivre et du cuivre réduit, et l'on a disposé l'appareil comme pour une analyse ordinaire.

On a fait le vide, en laissant fonctionner la trompe jusqu'à ce qu'il n'y eût plus de gaz entraîné à l'extérieur. On entendait alors nettement les petites colonnes de mercure, qui tombaient isolées dans le tube capillaire de la machine, frapper avec un bruit sec les unes contre les autres. A ce moment, on a chauffé le carbonate de plomb de manière à remplir l'appareil de gaz acide carbonique, et l'on a fait le vide une seconde fois en recueillant le gaz; leur volume s'est élevé à 96^{cc}, et ils ont laissé, après absorption par la potasse, un résidu qui, ramené à 0° et à la pression de 760^{mm}, n'a pas été inférieur à $\frac{4}{10}$ de centimètre cube.

Dans une opération d'analyse, il est très probable qu'il n'y a pas compensation entre les volumes d'azote qui restent dans l'appareil avant et après la combustion. En effet, les conditions sont différentes : avant la combustion le tube est à la température ordinaire et à la fin de l'expérience il est porté au rouge. Si de plus on considère que la composition des gaz n'est pas la même à ces deux périodes, on voit que l'erreur doit subsister plus ou moins forte.

Pour obtenir des résultats aussi exacts que possible, il faut effectuer la série des opérations suivantes :

1° Le tube étant installé comme nous venons de l'indiquer, on fait le vide à son intérieur.

2° On remplit l'appareil d'acide carbonique en chauffant le carbonate de plomb et on fait le vide une seconde fois.

3° On opère la combustion de la matière organique en recueillant les gaz extraits par la machine.

4° On fait de nouveau dégager de l'acide carbonique et l'on extrait une dernière fois les gaz. On absorbe l'acide carbonique par la potasse, et le résidu d'azote qui est toujours très faible est réuni au reste du gaz obtenu.

Ces opérations peuvent paraître longues, mais elles sont nécessaires pour effectuer le dosage de l'azote avec une approximation de $\frac{1}{10}$ de centimètre cube.

Enfin, il faut exagérer les précautions en usage dans l'analyse organique ordinaire, telles que lavage et nettoyage complet du tube de verre où l'on effectue la combustion, calcination préalable de l'oxyde de cuivre. Il est utile aussi de maintenir rigoureusement le cuivre réduit à l'abri des poussières du laboratoire et même de le chauffer dans le vide avant de s'en servir.

Ces dernières précautions s'appliquent au dosage du carbone comme à celui de l'azote; elles sont la conséquence immédiate d'expériences que nous avons faites, en chauffant dans des tubes de verre des colonnes d'oxyde de cuivre et de cuivre réduit. Comme grandeur et disposition, les appareils employés étaient identiques à celui que nous avons décrit plus haut.

Un tube étant réuni à la trompe de Sprengel, on fait le vide à son intérieur aussi complètement que possible. La hauteur du mercure dans le tube manométrique est égale à 763^{mm}. On chauffe la colonne de cuivre, et le mercure descend immédiatement à 750^{mm}.

On chauffe ensuite la colonne d'oxyde de cuivre, et le mercure s'abaisse encore de 3^{mm}. La machine extrait $5^{cc},5$ de gaz, qui laissent un résidu de $\frac{5}{10}$ de centimètre cube après absorption par la potasse.

On fait passer dans un nouveau tube les matières qui avaient été chauffées dans l'expérience précédente; on fait le vide deux fois en remplissant dans l'intervalle le tube avec de l'acide carbonique. En portant l'appareil au rouge, on dégage $3^{cc},7$ de gaz, contenant $3^{cc},55$ d'acide carbonique et $0^{cc},15$ d'azote.

Dans un autre essai identique au précédent, on a obtenu, en employant la pompe à mercure, $4^{cc},1$ de gaz, renfermant $0^{cc},12$ d'azote.

Enfin, pour isoler les diverses causes d'erreur, on a rempli un tube de verre d'oxyde de cuivre et de cuivre déjà calcinés dans des opérations précédentes. Avant de

le réunir à la trompe à mercure, on l'a chauffé sur la grille à gaz, de manière à opérer la combustion des matières organiques qui pouvaient encore rester adhérentes au verre. On a laissé refroidir le tube et, après l'avoir installé, on a fait le vide à son intérieur deux fois de suite; puis on l'a chauffé au rouge et l'on a pu extraire $1^{cc},8$ de gaz, contenant encore $\frac{1}{10}$ de centimètre cube d'azote.

On voit ainsi combien il est difficile d'annuler les causes d'erreur, soit pour le dosage du carbone, soit pour celui de l'azote. On ne saurait trop s'assurer, par des essais préliminaires, de l'étendue des imperfections que comporte un procédé d'analyse, surtout quand on doit l'appliquer à la mesure de quantités très petites. Ces essais sont nécessaires pour fixer le nombre des décimales qu'il convient de conserver en formulant les résultats analytiques obtenus. Il est certain que l'habileté de l'opérateur peut diminuer ces erreurs, mais elle ne les fait pas disparaître complètement. L'emploi de la trompe de Sprengel permet de se rendre un compte exact de leur étendue.

En terminant, nous indiquerons une dernière conséquence ayant rapport à l'analyse organique en général. Les expériences que nous avons citées nous paraissent montrer tout l'avantage que l'on peut tirer de l'emploi d'un tube de fer, comme l'a fait M. Cloëz. On peut, en effet, nettoyer facilement les parois du tube par l'action de la chaleur, et l'on peut placer à demeure à son intérieur des colonnes d'oxyde de cuivre et de cuivre métallique qui servent indéfiniment sans qu'il soit nécessaire de les manier et de les laisser séjourner à l'air.

NOTE SUR LA DENSITÉ DE L'OXYGÈNE LIQUÉFIÉ;

PAR M. J. OFFRET,
Professeur de Physique au Lycée de Douai.

En relisant avec beaucoup de soin le magnifique travail qu'a publié M. Raoul Pictet sur la *liquéfaction de l'oxygène et de l'hydrogène* (¹), mon attention s'est particulièrement portée sur la vérification de la valeur attribuée d'avance par M. Dumas à la densité de l'oxygène liquide. Cette valeur, que des considérations déduites de la théorie atomique porteraient à regarder comme égale à 1, serait en effet sensiblement égale à ce chiffre, d'après les observations mêmes de M. Raoul Pictet. Deux méthodes, dont le principe est quelque peu différent, conduisent l'auteur à assigner pour densité à l'oxygène liquéfié 0,9883 et 0,9787 (²), et, si ces nombres pouvaient être regardés comme exacts, il y aurait là une confirmation remarquable des prévisions de l'illustre Secrétaire perpétuel de l'Académie des Sciences.

Mais je crois pouvoir affirmer que les résultats numériques consignés dans le Mémoire même de M. Pictet ne conduisent nullement à la conclusion qu'il en tire et que la densité de l'oxygène liquide (autant qu'il est possible de la calculer) est très notablement différente de 1.

Qu'on me permette d'abord de résumer brièvement la première des méthodes de calcul adoptées par M. R. Pictet. 700gr de chlorate de potasse sont renfermés dans un obus communiquant avec un long tube de cuivre presque entiè-

---

(¹) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIII, p. 145.
(²) *Ibid.*, p. 203.

rement refroidi par de l'acide carbonique liquide et peut-être solide. Le poids d'oxygène que peut donner ce sel en se décomposant par la chaleur à une température que l'auteur estime être 485° se partage en deux parties : l'une qui remplit à l'état liquide la portion refroidie du tube de cuivre, l'autre qui reste à l'état gazeux dans l'obus et la portion non refroidie du tube.

Il s'agit de calculer la première.

Pour cela on suppose que le dégagement de l'oxygène est complet avant que le tube soit refroidi; on calcule la pression qu'il exercerait en regardant comme vraies les lois de Mariotte et de Gay-Lussac : elle est, d'après l'auteur, de $532^{atm},1$. C'est seulement après la décomposition complète du chlorate de potasse que commence le refroidissement du tube à —120°, peut-être à —130°. De là liquéfaction de l'oxygène qui remplit le tube et dont on calcule le poids; puis, le tube continuant à fonctionner comme condenseur, une partie de l'oxygène contenu encore dans l'obus vient se liquéfier à son tour, et cela continue jusqu'à ce que la portion froide du tube soit pleine d'oxygène liquéfié. A ce moment-là, *d'après l'observation*, la pression dans l'obus est encore de 470^{atm} en moyenne. Elle a donc dû s'abaisser de $532^{atm},1$ à 470^{atm}, soit de $62^{atm},1$. Mais cet abaissement de pression est proportionnel au poids de l'oxygène qui se liquéfie, car le poids d'un gaz qui remplit un volume constant à une température invariable est proportionnel à sa force élastique (d'après la loi de Mariotte); il en sera donc de même de la perte de pression et du poids du gaz qui disparaît.

Il reste à évaluer ce poids dans l'expérience actuelle. Si les $274^{gr},12$ d'oxygène mis en liberté se condensaient complètement, la pression s'annulerait et la perte ou variation serait de $532^{atm},1$ (pression *calculée*); le poids p d'oxygène condensé pour un abaissement de pression de 1^{atm} vaut

donc $\frac{274^{gr},12}{532^{atm},10}$ ou $0^{gr},51517$, et, pour un abaissement de pression de $62^{atm},1$, il sera $62,1p$ ou $31^{gr},992$ [1].

A ce poids il faut ajouter celui de l'oxygène qui remplissait tout d'abord le tube; on l'obtiendra en calculant une fraction du poids total de l'oxygène représentée par le rapport du volume du tube au volume de tout l'appareil, soit $12^{gr},51$, en tout $44^{gr},502$, et comme le volume occupé est de $45^{cc},467$, la densité de l'oxygène liquide vaut $\frac{44,502}{45,467}$ ou 0,9787.

C'est la première détermination, celle dans laquelle M. Raoul Pictet a le plus de confiance.

Évidemment les principes invoqués sont exacts, et la seule chose que l'on puisse reprocher à cette méthode, c'est d'être un peu compliquée et de reposer en partie sur une pression, $532^{atm},1$, qui n'est connue que par le calcul et ne peut pas être vérifiée.

Ne serait-il pas plus simple d'adopter la marche suivante : calculer le poids de l'oxygène qui reste gazeux et le retrancher du poids total de l'oxygène? Le reste sera le poids de l'oxygène liquéfié.

Le volume de l'obus, en tenant compte de la dilatation, est

$$944^{cc}(1+0,0000122\times 3\times 485)=960^{cc},75,$$

celui du tube entier $52^{cc},25$.

Soit pour la partie vide de l'appareil 1013^{cc}. En retranchant de ce volume la partie du tube que remplit l'oxygène liquide, $45^{cc},50$, il reste pour l'oxygène encore gazeux $1013-45,50$ ou $967^{cc},5$. Il est vrai qu'une très petite partie de cette capacité, la portion non refroidie du tube

(1) La partie du Mémoire que nous analysons (*Ann.*, p. 196) contient de nombreuses fautes d'impression que le lecteur corrigera sans peine.

(6^{cc} environ), n'a pas tout à fait la température de l'obus, 485°; mais c'est là une cause d'erreur bien minime et dont on peut ne pas tenir compte.

Le litre d'oxygène à 485° et sous la pression *observée* de 470^{atm} pèse

$$\frac{1^{gr},437 \times 470}{1 + \frac{485}{274}} \quad \text{ou} \quad \frac{1^{gr},437 \times 470 \times 274}{759}.$$

Les 967^{cc},5 pèseront

$$\frac{1^{gr},437 \times 470 \times 274 \times 0^{lit},9675}{759}.$$

On trouve 235^{gr},89 : le poids de l'oxygène liquéfié est donc la différence entre ce poids et le poids total de l'oxygène 274^{gr},12, c'est-à-dire 38^{gr},23. Sa densité sera donc

$$\frac{38,23}{45,50} = 0,8402.$$

Ce résultat est notablement différent de celui de M. Raoul Pictet, et tout d'abord on ne peut qu'être profondément surpris de trouver un tel désaccord entre les chiffres obtenus par des raisonnements qui, au fond, reviennent au même, s'appuient sur les mêmes lois et ne diffèrent réellement que par un peu plus ou moins de simplicité.

La différence entre le chiffre de M. Pictet et le mien provient, il faut bien le reconnaître, des nombreuses fautes de calcul qui se trouvent dans son travail et que l'on découvre pour peu que l'on répète ses calculs.

Ainsi, les 274^{gr},12 d'oxygène donneraient, à 0° et 760^{mm}, un volume de $\frac{274^{gr},12}{1^{gr},437}$, égal à 190^{lit},7 et non 191^{lit},4 [1]. Ce dernier chiffre est trop fort de $\frac{1}{277}$; l'erreur est faible, mais la suivante est plus sérieuse.

---

[1] Mémoire cité, p. 194.

La pression calculée P [1] donnée par la formule

$$P = \frac{191,4(274+485)1000}{274[944(1+485\times 3\times 0,0000122045)+52,25]}$$

conduit à trouver $P = 523^{atm},4$ au lieu de $532^{atm},10$, et, si l'on tient compte de l'erreur commise sur le volume $191^{lit},4$, la pression calculée devient enfin $521^{atm},5$.

On remarquera en passant que cette pression, calculée dans l'hypothèse où *aucune partie* de l'appareil n'est refroidie, est *inférieure* à la plupart des pressions *observées*, bien qu'une partie de la capacité totale fût puissamment refroidie et que peut-être la condensation de l'oxygène fût vraisemblablement commencée. Nous reviendrons plus loin sur cette anomalie.

Calculons maintenant la valeur du poids p d'oxygène qui se liquéfie pour chaque atmosphère perdue : ce sera

$$\frac{274^{gr},12}{521,5} = 0^{gr},52564.$$

La perte de pression finale est de

$$521^{atm},5 - 470^{atm} = 51^{atm},5,$$

d'où un premier poids d'oxygène liquéfié :

$$51,5p = 27^{gr},070.$$

L'autre sera la fraction $\frac{45,50}{1013}$ [2] du poids total de l'oxygène $274^{gr},12$, savoir $12^{gr},312$.

En somme, le poids de l'oxygène liquéfié est donc $39^{gr},382$, et sa densité

$$\frac{39,382}{45,50} = 0,8655.$$

---

(1) *Ibid.*, p. 195.

(2) Nous prenons 1013 au lieu de 996,25 (p. 197); ce dernier nombre s'obtient *sans tenir compte* de la dilatation de l'obus.

Il n'y a plus qu'un léger écart entre ce chiffre et celui que j'ai donné plus haut.

Je passe maintenant à la seconde méthode ([1]) exposée par M. Raoul Pictet et je commencerai par la résumer brièvement.

L'écoulement de l'oxygène liquide est terminé, le robinet est fermé; la pression indiquée par le manomètre est de 400^{atm} (quatrième expérience). Un nouveau travail de condensation de l'oxygène va s'accomplir dans le tube de cuivre, et le tube sera de nouveau plein d'oxygène liquide lorsque la pression sera redevenue stationnaire, soit à 346^{atm}. Comment obtenir le poids de cet oxygène? De la même manière qu'auparavant, en ajoutant au poids de l'oxygène gazeux qui remplit le tube au moment de la fermeture du robinet celui de l'oxygène venant incessamment de l'obus. Ce dernier se calculera par la perte de pression comme précédemment; le premier est plus difficile à obtenir, car, si l'on connaît la pression de l'oxygène (400^{atm}) et son volume ($45^{cc},50$), il n'en est pas tout à fait de même pour sa température. L'auteur la calcule comme il suit.

L'oxygène qui passe tout d'abord de l'obus dans le tube avait une température de 485°, tandis que celle du tube refroidi par l'acide carbonique est de — 110°. Entre ces deux corps va s'accomplir un échange de chaleur, d'où résultera une température intermédiaire commune pendant quelques instants au tube et à l'oxygène. Les chaleurs spécifiques du cuivre et de l'oxygène sont connues, ainsi que le poids du tube de cuivre $5319^{gr},3$ (ou plus exactement $5318^{gr},1$). Quant au poids de l'oxygène, il ne saurait être connu *a priori*, puisqu'il est fonction de la température même que l'on cherche. En désignant ce poids par F, les chaleurs spécifiques du cuivre et de l'oxygène par 0,094

([1]) Mémoire cité, p. 199.

et 0,2182, l'échauffement du cuivre par x, le refroidissement des F grammes d'oxygène par y, on pourra poser cette première équation :

$$5319^{gr},3 \times 0,094x = F \times 0,2182y,$$

et, comme

$$x + y = 485 + 110 = 595,$$

on pourra remplacer y par $595 - x$.

Quant à F, l'auteur l'évalue en fonction de la température et de la pression, le remplace par cette expression dans l'équation ci-dessus et est ainsi conduit à résoudre une équation du second degré, dont une des solutions est positive et égale à 4°; l'autre, négative, vaut environ -23000°.

L'oxygène qui afflue tout d'abord dans le tube a donc pour température -106° et pour pression 400^{atm}. Il est facile d'en calculer le poids que l'auteur évalue à $16^{gr},59$; d'autre part, celui de l'oxygène dû à la perte de pression est de $27^{gr},82$ (quatrième expérience) ; le poids de l'oxygène liquéfié vaudra donc leur somme $44^{gr},41$, et sa densité sera

$$\frac{44,41}{45,467} = 0,9767.$$

Le même raisonnement, appliqué aux quatre autres expériences, conduit M. Pictet à des résultats à peine différents du précédent.

Malheureusement, en écrivant la valeur du poids F de l'oxygène qui remplit le tube au moment de la fermeture du robinet, M. Raoul Pictet a commis une erreur assez grave, la seule erreur vraiment sérieuse que contienne son Mémoire, puisque les autres ne sont en somme que des fautes de calcul qu'il eût été facile d'éviter, mais dont cependant l'influence sur le résultat final n'est pas à dédaigner.

Le poids de $45^{cc},467$ d'oxygène à la température de $-(110-x)^{\circ}$ et sous la pression de P atmosphères serait en effet, d'après M. Pictet,

$$F = \frac{0{,}045467 \times 1^{gr},437\,(274 + x - 110) \times P}{274};$$

en d'autres termes, l'auteur écrit, pour poids du litre d'oxygène dans les conditions indiquées,

$$\frac{1^{gr},437\,(274 + x - 110) \times P}{274}$$

ou

$$1^{gr},437\left(1 - \frac{110 - x}{274}\right) \times P.$$

Il a donc *multiplié* le poids du litre d'oxygène à 0° par le binôme de dilatation, tandis qu'il fallait le *diviser* par le même binôme, et par suite écrire

$$F = \frac{0{,}045467 \times 1^{gr},437 \times 274 \times P}{274 + x - 110}.$$

En substituant cette valeur de F dans l'équation qui exprime que la quantité de chaleur gagnée par le tube de cuivre est égale à celle que perd le poids F d'oxygène, et remplaçant en même temps les deux nombres $5319^{gr},3$ et $45^{cc},467$ par les nombres plus exacts, mais d'ailleurs à peine différents, $5318^{gr},1$ et $45^{cc},5$, il vient

$$5318{,}1 \times 0{,}094\,x = \frac{0{,}0455 \times 1{,}437 \times 274\,P \times 0{,}2182\,(595 - x)}{164 + x}$$

ou

$$x(164 + x) = \frac{0{,}0455 \times 1{,}437 \times 274 \times 0{,}2182}{5318{,}1 \times 0{,}094}\,P(595 - x).$$

Appelons C le coefficient numérique du second membre. On trouvera par logarithmes que

$$C = 0{,}0078195.$$

Dans l'équation du second degré

$$x^2 + 164x = \mathrm{CP}(595 - x),$$

il ne reste plus qu'à remplacer P par sa valeur pour avoir la valeur de x. On trouve ainsi pour

P = 400^{atm} (quatrième expérience).... $x = 10°,47$
P = 367^{atm} (première expérience)..... $x = 9°,66$
P = 432^{atm} (troisième expérience)..... $x = 11°,25$

x varie donc assez peu, malgré un écart de 30^{atm} environ dans la valeur de P, et les variations de x sont proportionnelles à celles de la pression.

La rectification précédente (10° au lieu de 4°) ne change guère la température de l'oxygène contenu tout d'abord dans le tube; mais, en introduisant dans le poids de cet oxygène le binôme de dilatation comme diviseur au lieu de multiplicateur, la valeur en sera singulièrement augmentée. On trouve en effet pour

P = 400^{atm} (quatrième expérience).... $x = 10°,47$
F = $41^{\mathrm{gr}},071$ au lieu de $16^{\mathrm{gr}},59$.

D'autre part, le poids de l'oxygène condensé par suite de la perte de pression (400 — 346) ou 54^{atm} vaut

$$0^{\mathrm{gr}},52564 \times 54,$$

c'est-à-dire $28^{\mathrm{gr}},384$.

Le poids total de l'oxygène liquide est donc F + F' ou $69^{\mathrm{gr}},455$, et sa densité aura pour valeur

$$\frac{69^{\mathrm{gr}},455}{45^{\mathrm{cc}},5} = 1,526.$$

Le même calcul, répété pour la première expérience, où

$$\mathrm{P} = 367^{\mathrm{atm}} \quad x = 9°,66,$$

donne pour densité de l'oxygène liquide 1,513, et dans la

troisième expérience, où

$$P = 432^{atm} \text{ et } x = 11^\circ,25,$$

on trouve pour valeur de la densité 1,594, c'est-à-dire qu'en réalité la seconde méthode de M. Pictet donne pour densité de l'oxygène liquide des nombres presque *doubles* de celui qu'a fait trouver la première méthode corrigée.

Il n'est pas difficile de voir d'où proviennent ces dernières valeurs si énormes trouvées pour la densité de l'oxygène liquide. On commence par *admettre* que le tube de cuivre contient de l'oxygène gazeux à $-(110^\circ - 11^\circ,25)$ ou environ à -100° et sous la pression de 432^{atm}. Dans ces conditions le centimètre cube d'oxygène pèse

$$\frac{0^{gr},001437 \times 274 \times 432}{174} = 0^{gr},970,$$

c'est-à-dire que cet oxygène gazeux est déjà *plus dense* que l'oxygène liquéfié auquel la première méthode attribue pour densité 0,840; puis on augmente encore ce poids si considérable $0^{gr},970$ de tout le poids de l'oxygène liquéfié par suite de la perte de pression.

Peut-il d'ailleurs exister de l'oxygène gazeux à -100° et 432 atmosphères? Non, si l'oxygène se comporte comme une vapeur lorsque l'on a atteint sa tension maximum; or, d'après les remarquables déterminations de M. Pictet [1], la tension maximum de l'oxygène liquide est

A -130°..........	273^{atm}
A -140°..........	252^{atm}

ce qui porte à penser qu'à -100° cette tension maximum atteint tout au plus de 350^{atm} à 400^{atm}.

Et cependant il est probable que l'oxygène conserve

---

(1) Mémoire cité, p. 210.

l'état gazeux à —100° et 432^{atm}, du moins pendant quelque temps, en vertu d'une sorte d'inertie qui empêche momentanément ses molécules de se rapprocher jusqu'au point voulu pour la liquéfaction ([1]).

Quoi qu'il en soit, on ne peut plus appliquer au calcul du poids des gaz placés dans des conditions aussi anomales les lois de Mariotte et de Gay-Lussac ; le résultat obtenu le prouve suffisamment, et, puisque la seconde méthode de M. Raoul Pictet repose précisément en grande partie sur ce calcul, elle doit être abandonnée.

La première seule, rectifiée ou modifiée comme on l'a vu plus haut, conduit à une valeur provisoirement acceptable de la densité de l'oxygène liquide. Cette valeur est 0,840.

Je me sers à dessein du mot *provisoire*, car il n'est pas impossible que l'on trouve une autre valeur par une mesure directe, telle que la détermination expérimentale du poids de l'oxygène liquide remplissant un tube transparent ou même opaque d'une capacité connue. Alors seulement on saura bien si cette densité est égale à 1.

Cependant on pourrait dès maintenant rechercher théoriquement dans quel sens cette densité *réelle* ou *expérimentale* s'écarte de la densité calculée 0,840 et affirmer sans trop de témérité qu'elle doit lui être supérieure, et par suite se rapprocher de la valeur prévue par M. Dumas.

Les nombreux travaux relatifs à la compressibilité des gaz soumis à de très grandes pressions publiés depuis quelques années par plusieurs physiciens montrent qu'à partir d'une pression de 150^{atm} à 200^{atm} les gaz deviennent trop peu compressibles, en prenant pour type de la compressibilité celle que donnerait la loi de Mariotte. Telles sont les expériences de M. Natterer sur l'hydrogène, l'oxygène et l'azote ; une partie des résultats se trouvent dans le

---

([1]) Mémoire de M. Raoul Pictet, p. 224.

Mémoire de M. Raoul Pictet (p. 150). Telles encore celles de M. Cailletet sur l'hydrogène et l'air, et du même auteur d'autres expériences beaucoup plus récentes sur la compressibilité de l'azote [1] entre 39^{m} et 182^{m} de pression, soit environ 240^{atm}. Sans doute les résultats numériques dus à ces deux savants ne concordent pas parfaitement; néanmoins on peut en tirer cette conclusion qu'à partir d'une pression considérable tous les gaz sont trop peu compressibles : leur poids spécifique est donc inférieur à celui que donnerait l'application de la loi de Mariotte.

L'anomalie signalée plus haut (p. 275), portant sur ce que la pression *calculée* due au dégagement de $274^{gr},12$ d'oxygène dans un espace dont aucune partie n'est refroidie se trouve inférieure à la pression *observée,* alors qu'une partie de la cavité totale est fortement refroidie et que peut-être même l'oxygène a commencé à s'y liquéfier, cette anomalie n'a pas besoin d'autre explication que celle qui repose sur la trop faible compressibilité des gaz fortement comprimés. On trouve par le calcul une pression de $521^{atm},5$ dans l'obus et le tube, tous deux à 485°; on en observe une de 522^{atm}, 524^{atm} et 526^{atm} [2], malgré le refroidissement du tube : il n'y a là aucune contradiction. L'oxygène, avec une force élastique de 526^{atm}, a en réalité un poids spécifique inférieur à 526 fois celui qu'il possède quand sa force élastique est de 1^{atm}; en d'autres termes, il n'y a pas dans l'obus 526 fois le volume de gaz qui pourrait le remplir sous la pression de 1^{atm}. Il en restera donc une partie pour remplir le tube refroidi, et peut-être même en occuper une petite partie sous la forme de liquide.

De même, lorsque plus tard le tube est plein d'oxygène

---

(1) Cailletet, *Comptes rendus de l'Académie des Sciences,* t. LXXXVIII, p. 61; séance du 13 janvier 1879.

(2) Mémoire de M. R. Pictet, p. 195.

liquide et que l'oxygène gazeux qui remplit l'obus y exerce une pression *observée* de 470^{atm}, cela ne veut pas dire que l'obus contient, *comme nous l'avons supposé en appliquant la loi de Mariotte à l'oxygène gazeux*, 470 fois le volume de gaz qui serait nécessaire pour le remplir sous la pression atmosphérique; en réalité, l'obus en contient une quantité *moindre*, et, comme le poids total de l'oxygène tant gazeux que liquide reste invariable, celui de l'oxygène liquide augmente de ce que l'autre possède en moins : la densité de l'oxygène liquide est donc supérieure à 0,840 et se rapproche de celle de l'eau.

S'il était permis d'utiliser, même pour la température de 485°, les résultats trouvés par M. Natterer concernant l'oxygène, une interpolation permettrait de trouver sans difficulté la densité de l'oxygène liquide quand la pression dans l'obus est de 470^{atm}. Je crois inutile d'en donner la valeur (elle est supérieure à 1), car ce chiffre n'offre aucun intérêt. Ce serait, en effet, aller beaucoup trop loin dans le champ des conjectures que d'appliquer à un gaz porté à 485° des données numériques obtenues en étudiant la compressibilité du même gaz à la température ordinaire.

ACIDE BROMOCITRACONIQUE;

Par M. Edme BOURGOIN.

Kékulé a démontré que l'acide citraconique fixe directement $2^{éq}$ de brome pour donner un acide citradibromopyrotartrique dont le sel de chaux, à l'ébullition, fournit un corps qui répond à la formule de l'acide monobromocrotonique :

$$C^{10}H^6Br^2O^8 = HBr + C^2O^4 + C^8H^5BrO^4.$$

Toutefois, M. Cahours a vu que la réaction s'accomplit en deux phases. D'abord, il s'élimine de l'acide carbonique et l'on obtient un isomère de l'acide dibromobutyrique,

$$C^{10}H^{6}Br^{2}O^{8} - C^{2}O^{4} = C^{8}H^{6}Br^{2}O^{4};$$

puis ce nouvel acide, saturé par une solution étendue de potasse ou de soude, après quelques minutes d'ébullition, donne l'acide crotonique monobromé.

Dans l'espoir d'obtenir un homologue de l'acide tartrique, isomérique ou identique avec l'acide citratartrique de Carius, j'ai cherché à éliminer à froid le brome de l'acide citradibromopyrotartrique au moyen de la méthode qui m'a servi à transformer l'acide bromomaléique en acide oxymaléique, méthode qui consiste simplement à traiter une solution concentrée de l'acide bromé par l'oxyde d'argent :

$$C^{10}H^{6}Br^{2}O^{8} + 2\,AgHO^{2} = 2\,AgBr + C^{10}H^{8}O^{12}.$$

La réaction n'a pas lieu suivant cette équation.

En effet, lorsque l'on traite à froid une solution étendue d'acide citradibromotartrique par de l'oxyde d'argent humide et récemment préparé, il se dépose immédiatement du bromure d'argent, mais la moitié seulement du brome est éliminée ; tant que cette limite n'est pas atteinte, il n'entre pas trace d'argent en dissolution. Comme il faut employer un léger excès d'oxyde pour que la réaction soit complète, il est nécessaire d'ajouter ensuite quelques gouttes d'acide chlorhydrique pour enlever l'argent dissous. On filtre, et, par évaporation, on obtient un liquide sirupeux qui est un nouvel acide bromé, l'acide bromocitraconique :

$$C^{10}H^{6}Br^{2}O^{8} = HBr + C^{10}H^{5}BrO^{8}.$$

Il faut opérer à froid et se servir d'une solution étendue, car, si celle-ci est concentrée, la température s'élève quand on ajoute l'oxyde d'argent, et, vers la fin de l'opération, il

se dégage une notable quantité d'acide carbonique. La liqueur filtrée dépose alors par refroidissement de beaux cristaux aiguillés qui possèdent, ainsi que je m'en suis assuré, la composition et les propriétés de l'acide bromocrotonique [1] :

$$C^{10}H^{6}Br^{2}O^{8} + AgHO^{2} = AgBr + H^{2}O^{2} + C^{2}O^{4} + C^{10}H^{5}BrO^{4}.$$

L'acide bromocitraconique est très soluble dans l'eau. Cette solution, concentrée à froid, donne un liquide incolore, peu stable, incristallisable, soluble dans l'alcool et dans l'éther.

Il est bibasique, donne des sels alcalins et alcalino-terreux solubles dans l'eau, présentant peu de stabilité. En effet, ils ont une grande tendance à se décomposer avec formation d'un bromure alcalin ou alcalino-terreux.

Lorsque l'on sature une solution étendue par du carbonate de baryte, on obtient une solution neutre qui devient acide à l'évaporation; il se dépose du bromocitraconate neutre, avec un peu de sel acide, tandis que l'eau mère renferme une notable quantité de bromure alcalin.

En effectuant la saturation avec de la potasse caustique, on obtient à l'évaporation un sel cristallin, grenu, très soluble dans l'eau, déliquescent. L'analyse, qui a été faite en transformant le sel en sulfate, a donné les résultats suivants :

	I.	II.	III.	Théorie.
Matière...........	1,184	0,328	0,438	
Sulfate...........	0,742	0,210	0,267	
Potassium pour 100.	28	28,3	27,33	27,368

La légère différence entre la théorie et l'expérience dans les deux premières analyses est due à ce que, vers la fin de l'évaporation de la solution du bromocitraconate de

(1) D'après Kékulé, l'acide bromocrotonique fond à 65°, tandis que M. Cahours place ce point de fusion vers 60°. J'ai trouvé un chiffre intermédiaire, 63°.

potassium, il se forme une petite quantité de bromure de potassium. On évite cette altération en effectuant l'évaporation à froid sous une cloche, en présence de l'acide sulfurique. L'analyse III a été faite avec un sel préparé dans ces conditions.

Le bromocitrate de potassium, en solution étendue, donne par le nitrate d'argent un précipité blanc de bromocitraconate d'argent qu'il est difficile d'obtenir à l'état de pureté parfaite.

Voici cependant son analyse :

Sel d'argent	1,465
Après calcination	1,02
Théorie pour $C^{10}H^{3}BrAg^{2}O^{8}$	1,025

Ce précipité humide jaunit rapidement et renferme bientôt du bromure d'argent.

Lorsque l'on sature à demi par la potasse caustique une solution étendue d'acide bromocitraconique, en vue d'obtenir le bromocitraconate acide de potassium, on remarque avec surprise, à la suite d'une évaporation lente, la formation de beaux cristaux cubiques qui ne renferment pas trace de matière organique. Ces cristaux, que l'on sépare facilement du liquide sirupeux qui les baigne, sont constitués par du bromure de potassium pur, comme l'indiquent les dosages suivants :

0,523 ont donné à la calcination en présence de l'acide sulfurique 0,381 de sulfate de potassium.

La théorie exige 0,382.

1,488 ont fourni par le nitrate d'argent 2,345 de bromure d'argent.

Théorie : 2,35.

Le liquide sirupeux, isolé au moyen de l'éther, constitue un nouvel acide organique, incolore, qui répond à la formule

$$C^{10}H^{4}O^{8}.$$

Abandonné pendant plusieurs mois sous une cloche, en présence de l'acide sulfurique, il n'a pas fourni de cristaux; il a pris seulement une consistance épaisse, à la manière d'une térébenthine.

Sa saveur est acide, peu agréable, rappelant celle de l'acide citraconique, dont il dérive par perte d'acide bromhydrique :

$$C^{10}H^5BrO^8 - HBr = C^{10}H^4O^8.$$

Il est soluble dans l'eau, dans l'alcool et dans l'éther.

Ses sels alcalins, en dissolution dans l'eau, donnent avec l'azotate d'argent un précipité blanc dont voici l'analyse :

Matière séchée à 110°	0,432
Après calcination : Ag	0,273
Théorie pour $C^{10}H^2Ag^2O^8$...........	0,273

Cet acide, qui diffère de l'acide citraconique par 2^{éq} d'hydrogène, paraît se former également lorsque l'on évapore à basse température une solution étendue d'acide bromocitraconique, car celle-ci, après une concentration convenable, jaunit légèrement et précipite alors abondamment par l'oxyde d'argent, par suite de la présence d'une certaine quantité d'acide bromhydrique libre. Il est indispensable d'effectuer la concentration à froid, car, à chaud, il se dégage des bulles d'acide carbonique et l'acide bromocrotonique prend naissance.

La nomenclature des corps qui ne diffèrent que par de l'hydrogène est encore à faire. Sans donner un nom nouveau à l'acide organique que je viens de faire connaître, je me bornerai à faire remarquer qu'il ne diffère de l'acide pyromucique que par 2^{éq} d'oxygène en plus, et de l'acide citraconique, ainsi que de ses isomères, par 2^{éq} d'hydrogène en moins, de telle sorte que l'on a la série suivante :

Acides pyrotartriques............	$C^{10}H^8O^8$
Acide citraconique...............	$C^{10}H^6O^8$
Acide nouveau............... ..	$C^{10}H^4O^8$

En résumé, l'acide dibromopyrotartrique est susceptible d'éprouver les deux modifications suivantes :

1° Bouilli pendant quelques instants avec une lessive alcaline, il perd d'abord de l'acide carbonique pour former, ainsi que l'a vu M. Cahours, un isomère de l'acide dibromobutyrique :

$$C^{10}H^6Br^2O^8 - C^2O^4 = C^8H^6Br^2O^4.$$

2° Traité à froid par l'oxyde d'argent, il perd 1^{mol} d'acide bromhydrique et donne l'acide bromocitraconique :

$$C^{10}H^6Br^2O^8 - HBr = C^{10}H^5BrO^8.$$

Enfin, l'acide de M. Cahours et l'acide bromocitraconique que j'ai découvert perdent aisément, le premier de l'acide bromhydrique, le second de l'acide carbonique, pour former un seul et même corps, l'acide bromocrotonique, ce dernier étant le plus stable de tous les dérivés de l'acide citradibromopyrotartrique.

DES VIBRATIONS A LA SURFACE DES LIQUIDES;

Par M. François-Honoré LECHAT,
Professeur de Physique au Lycée Louis-le-Grand.

INTRODUCTION.

L'étude des petits mouvements à la surface libre des liquides a été l'objet d'un grand nombre de travaux importants. Cette question a été traitée par le calcul, en partant des principes de l'Hydrodynamique, et elle a été l'objet de nombreuses expériences. La plupart des géomètres et des expérimentateurs se sont occupés de la forme des ondes, qui se produisent par suite d'un ébranlement unique en un point de la surface du liquide, et du mode de propagation de ces ondes.

Newton, le premier, a cherché la vitesse de translation des ondes. Pour cela, il a comparé le mouvement du liquide dans les ondes aux oscillations qu'il exécuterait sous l'action de la pesanteur dans un siphon renversé; mais Lagrange (1) a fait voir le peu de fondement de cette théorie, et il a fait observer que Newton ne tient pas compte du mouvement des molécules liquides dans le sens horizontal.

C'est Laplace qui a donné, le premier, une théorie régulière des ondes et qui a cherché leur mode de propagation à la surface d'une grande étendue de liquide. Cette recherche est l'objet d'un Mémoire, inséré dans le Volume des *Mémoires de l'Académie des Sciences* pour l'année 1776. L'auteur considère seulement le cas où le

---

(1) *Nouveaux Mémoires de l'Académie de Berlin* pour l'année 1786, p. 181.

liquide a pris dans toute son étendue la forme d'une trochoïde. Le problème, dans sa généralité, exigerait que la surface n'eût été primitivement déformée que sur une petite étendue.

Dans un Mémoire publié dans la collection des *Mémoires de l'Académie de Berlin* pour l'année 1786, Lagrange a posé les équations différentielles des petits mouvements dans les liquides.

Désignons par ρ la densité du liquide, par p la pression à l'époque t, en un point dont les coordonnées sont x, y, z, et par u, v, w les composantes de la vitesse en ce point, prises parallèlement aux axes. Supposons que les vitesses u, v, w soient les dérivées partielles d'une même fonction φ de x, y, z, t, prises par rapport à x, à y et à z, de sorte qu'on ait

$$u = \frac{d\varphi}{dx}, \qquad v = \frac{d\varphi}{dy}, \qquad w = \frac{d\varphi}{dz}.$$

Prenons pour plan des xy celui de la surface libre du liquide en équilibre et l'axe des z dirigé verticalement vers le bas, et enfin admettons que la pesanteur est la seule force extérieure agissant sur le liquide.

Les équations du mouvement sont

$$(1) \qquad \frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0,$$

$$(2) \qquad \frac{p}{\rho} - gz + \frac{d\varphi}{dt} = 0.$$

Lorsque l'on suppose que la profondeur h du liquide est constante et petite, l'équation différentielle du mouvement à la surface libre prend la forme

$$(3) \qquad \frac{d^2\varphi}{dt^2} = gh\left(\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2}\right),$$

φ étant alors une fonction de x, y et t seulement, et l'on a,

pour l'équation de la surface libre à l'époque t,

$$z = \frac{1}{g}\frac{d\varphi}{dt}. \tag{4}$$

Lagrange, à propos de la supposition relative à la faible profondeur du liquide, a fait une observation très importante :

« Quoique, dit-il, la théorie précédente soit fondée sur la supposition que la profondeur de l'eau soit très petite, elle pourra néanmoins toujours avoir lieu, si, dans la formation des ondes, l'eau n'est ébranlée et remuée qu'à une profondeur très petite ; ce qui paraît naturel, à cause de la tenacité et de l'adhésion mutuelle des parties de l'eau, et ce qui se trouve d'ailleurs confirmé par l'expérience, même à l'égard des ondes de la mer. »

L'équation (3) n'a pas été intégrée par Lagrange ; mais cette même équation, sauf le coefficient $\sqrt{gh}$, se présente pour les petits mouvements d'une membrane tendue et elle a été intégrée par Poisson dans son Mémoire sur l'équilibre et le mouvement des corps élastiques (*Journal de l'École Polytechnique*, t. XIII).

Supposons que le liquide soit contenu dans un vase de forme rectangulaire, à parois verticales, que les côtés de ce vase soient l, l', que l'origine des coordonnées soit à l'un des sommets du rectangle, que l'axe des x soit dirigé suivant le côté l et l'axe des y suivant le côté l', et enfin que, sur chacun des côtés du vase, la composante de la vitesse de vibration perpendiculaire à ce côté soit nulle. L'intégrale de l'équation (3), qui satisfait aux conditions aux limites, est

$$\varphi = \sum_{n0}^{\infty}\sum_{n'0}^{\infty}(\mathrm{H}\sin\gamma t + \mathrm{H}'\cos\gamma t)\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}, \tag{5}$$

n et n' étant des nombres entiers positifs, γ une quantité

de la forme

$$\gamma = \pi \sqrt{gh} \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{n'}{l'}\right)^2},$$

ou, en posant

$$q = \pi \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{n'}{l'}\right)^2},$$

$$\gamma = q\sqrt{gh},$$

et H, H′ des coefficients qui varient d'un terme à l'autre et qui ont pour valeurs, en désignant par $F(x,y)$, $f(x,y)$ deux fonctions arbitraires,

$$H = \frac{4}{\gamma l l'} \int_0^l \int_0^{l'} F(x,y) \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'}\, dx\, dy,$$

$$H' = \frac{4}{l l'} \int_0^l \int_0^{l'} f(x,y) \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'}\, dx\, dy.$$

On tire de cette intégrale, pour l'équation de la surface libre,

$$(6)\quad \begin{cases} z = \dfrac{1}{g}\,\dfrac{d\varphi}{dt} \\ = \dfrac{1}{g} \displaystyle\sum_{n\,0}^{\infty} \sum_{n'0}^{\infty} \gamma (H \cos\gamma t - H' \sin\gamma t) \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n\pi y}{l'}. \end{cases}$$

La question des petits mouvements dans les liquides a été reprise par Poisson dans un Mémoire inséré dans le Volume des *Mémoires de l'Académie des Sciences* pour l'année 1816.

Poisson commence par critiquer et par repousser la manière de voir de Lagrange, au sujet de l'ébranlement du liquide à une faible profondeur.

« La solution de Lagrange, dit-il, ne peut être légitime, lorsque l'on a égard à la transmission du mouvement dans le sens vertical.

» En effet, le mouvement dans ce sens ne peut pas être brusquement interrompu; les vitesses et les oscillations des molécules diminuent, à mesure que l'on s'enfonce au-dessous de la surface, et la distance à laquelle on peut les regarder comme insensibles, en admettant même pour un moment qu'elle soit très petite, n'est pas une quantité déterminée qui puisse entrer, comme on le suppose, dans l'expression de la vitesse à la surface. »

Puis il montre que la supposition de Lagrange est, d'après le principe de l'homogénéité des quantités, contraire aux résultats de la Mécanique analytique.

L'équation différentielle du mouvement dans le liquide est

$$(1) \qquad \frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0,$$

et l'équation de la surface libre est

$$(4) \qquad z' = \frac{1}{g}\,\frac{d\varphi}{dt},$$

en calculant $\frac{d\varphi}{dt}$ après avoir fait $z = 0$ dans l'intégrale de l'équation (1). Poisson admet, comme Lagrange, qu'une molécule de la surface libre reste toujours sur cette surface et de plus que les molécules du fond, à la profondeur h, n'éprouvent pas de déplacement vertical, ce qui donne les deux équations de condition

$$(7) \qquad g\,\frac{d\varphi}{dz} - \frac{d^2\varphi}{dt^2} = 0,$$

pour $z = 0$, et

$$(8) \qquad \frac{d\varphi}{dz} = 0,$$

pour $z = h$.

Poisson a d'abord cherché une intégrale particulière de l'équation (1) qui satisfît aux conditions (7) et (8). Cette intégrale peut s'écrire

$$(9) \quad \begin{aligned} \varphi = & (\mathrm{R} \sin \gamma t + \mathrm{S} \cos \gamma t) (e^{q(z-h)} + e^{-q(z-h)}) \\ & \times (\mathrm{M} \cos mx + \mathrm{N} \sin mx) (\mathrm{P} \cos py + \mathrm{Q} \sin py), \end{aligned}$$

en posant

$$q^2 = m^2 + p^2$$

et

$$\gamma^2 = \frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} gq.$$

En partant de cette intégrale particulière, Poisson a cherché l'intégrale générale; mais il a supposé que l'ébranlement était produit en un point du liquide par un corps plongé, puis soulevé, ayant la forme d'un paraboloïde de révolution. De plus, il a traité seulement le cas d'une masse liquide indéfinie et d'une profondeur infinie. Il ne s'est occupé, pour la surface libre, que de la forme des ondes et de leur propagation.

Cauchy, dans un Mémoire couronné par l'Académie des Sciences en 1815, a traité, à peu près en même temps que Poisson, la question des ondes à la surface d'un liquide indéfini. Son intégrale laisse tout à fait arbitraire la forme du corps plongé qui produit l'ébranlement.

Les recherches expérimentales sur les ondes, à la surface d'un liquide indéfini ou très étendu, sont nombreuses. Elles ont été résumées dans un Ouvrage considérable, publié à Leipzig, en 1825, par les frères Weber [1]. La première Partie de cet Ouvrage est consacrée à l'étude de la formation et de la propagation des ondes et à celle des mouvements des molécules, qui composent l'onde générale.

---

(1) *Wellenlehre auf Experimente*, etc. Leipzig, 1825.

En 1864, M. Faye a fait connaître à l'Académie des Sciences [1] des observations, qu'il avait faites antérieurement, sur la forme et la disposition des ondes naissant sur le mercure dans des vases de forme rectangulaire.

Sa méthode consistait à ébranler la masse du mercure par un choc quelconque, tel qu'un coup frappé sur le plancher de la salle, et à observer, à l'aide d'une lunette, les images d'un point lumineux, vu par réflexion, 1° sur la partie horizontale du liquide, 2° sur la partie inclinée de l'onde. M. Faye reconnut qu'il se forme deux systèmes d'ondes, parallèles aux côtés du vase rectangulaire, et dans chacun desquels l'inclinaison reste constante au point d'inflexion. Dans le cas où l'ébranlement est très fort, il se produit un troisième système d'ondes, inclinées sur les côtés du rectangle, suivant une loi très simple.

Dans tout ce qui précède, il n'est question que des ondes, c'est-à-dire, des ébranlements, qui se déplacent à la surface d'un liquide. Mais, dans certaines circonstances, lorsque le liquide est contenu dans un vase d'une faible étendue, on voit sa surface se diviser en un certain nombre de parties vibrantes et les divisions rester fixes.

Les frères Weber paraissent être les premiers qui se soient occupés de ces vibrations à la surface des liquides. Dans la deuxième Partie de leur Ouvrage indiqué précédemment, ils ont étudié cet état particulier de la surface et ils l'ont désigné du nom d'*oscillation fixe*. D'après les auteurs, la surface du liquide est alors « couverte, dans toute sa longueur, par des ondes semblables, dont la largeur est un aliquotum de la longueur du canal. Les parties qui sont situées alternativement au-dessus et au-dessous du niveau ordinaire font une oscillation verticale, semblable à celle d'une lame divisée en sections vibrant en sens contraire, et sont bornées par des lignes nodales, aux endroits

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, année 1864

où la surface du fluide est à son niveau ordinaire. L'oscillation fixe des fluides incompressibles est donc un phénomène semblable à ceux que Chladni a découverts dans les lames sonores. »

Les frères Weber ont donné de ce phénomène une théorie élémentaire, qui ne se rattache nullement aux principes de la Mécanique. Ils admettent seulement que l'oscillation fixe est due à des ondes, qui se propagent à la surface du liquide, se réfléchissent sur les parois du vase et se superposent en interférant. Ils s'occupent des mouvements des molécules dans le sens vertical et nullement dans le sens horizontal. Quant à la forme des figures, ils se bornent à dire que ce sont celles que Chladni a trouvées pour les plaques vibrantes.

Les auteurs indiquent trois moyens de produire le phénomène : le premier consiste à avoir, dans un vase carré, une lame appuyée sur le fond et sur l'une des parois verticales et à la faire mouvoir périodiquement autour de son arête inférieure; dans le deuxième procédé, on enfonce un corps dans le liquide, au centre de sa surface, et on le soulève régulièrement; dans le troisième procédé, on place le vase sur un plan élastique qu'on choque à intervalles réguliers.

Les frères Weber ne se sont pas occupés des valeurs de la période nécessaires pour que l'oscillation fixe ait lieu. Cependant tous ceux, qui ont eu l'occasion d'observer les figures fixes de la surface d'un liquide, ont reconnu sans peine qu'elles se produisent pour certaines périodes de vibration et que pour d'autres le liquide paraît insensible.

Les auteurs ont, d'après leur théorie, construit avec beaucoup de soin un certain nombre de figures des lignes nodales; l'une d'elles, dans le cas d'un vase elliptique, a été reproduite dans le *Traité de Physique* de Pouillet et est devenue classique.

Dans ces derniers temps, M. A. Barthélemy a publié dans les *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, tome I, un Mémoire intitulé : *Des vibrations communiquées aux nappes liquides de forme déterminée.*

Le procédé d'ébranlement employé par l'auteur est, en réalité, le troisième moyen des frères Weber. Il consiste à placer le vase contenant le liquide soit sur la caisse d'un diapason, soit sur la table d'harmonie d'un piano à queue, et à faire vibrer le diapason ou une note convenable du piano. Quant au mode d'observation, c'est une méthode optique très simple. Un miroir plan reçoit un faisceau horizontal de rayons solaires et les dirige presque perpendiculairement sur la surface vibrante; puis les rayons réfléchis sont reçus sur un second miroir, ramenés à l'horizontalité et déviés par une lentille convergente, qui donne sur un écran une image nette de la surface. Cette méthode permet, jusqu'à un certain point, d'apprécier la forme de la surface par la nature des réflexions qui s'y produisent.

L'auteur a examiné par ces procédés la forme de la surface du mercure vibrant dans des vases de formes rectangulaire, triangulaire, circulaire et elliptique. Il ne s'est pas occupé des valeurs des périodes, qui donnent des figures fixes. Enfin il a essayé de donner des explications théoriques; mais ces explications ne paraissent pas suffisantes, pour faire comprendre complètement le phénomène.

Nous nous proposons dans ce travail de reprendre l'étude des oscillations fixes à la surface des liquides, en nous bornant au cas des vases de forme rectangulaire et surtout de forme carrée, et de voir si les résultats fournis par l'expérience sont d'accord avec ceux de la théorie mathématique.

PREMIÈRE PARTIE.

ÉTUDE MATHÉMATIQUE DES MOUVEMENTS VIBRATOIRES A LA SURFACE LIBRE D'UN LIQUIDE DANS UN VASE RECTANGULAIRE.

On a vu dans l'Introduction que, dans le cas d'un vase rectangulaire de côtés l, l', l'équation du mouvement à la surface libre d'un liquide, si l'épaisseur h de la couche ébranlée est très petite, a pour intégrale

$$(1) \qquad \varphi = \sum_{n0}^{\infty} \sum_{\omega 0}^{\infty} (\mathrm{H} \sin \gamma t + \mathrm{H}' \cos \gamma t) \cos \frac{n\pi x}{l} \cos \frac{n'\pi y}{l'} \cdot$$

Dans cette valeur de φ, n et n' sont des nombres entiers positifs ; γ est une quantité de la forme

$$\gamma = \pi \sqrt{gh} \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{n'}{l'}\right)^2}$$

ou, en posant

$$q = \pi \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{n'}{l'}\right)^2},$$

$$\gamma = q \sqrt{gh};$$

H et H' sont des coefficients qui varient d'un terme à l'autre et qui dépendent des données initiales et des valeurs de n et n' entrant dans le terme considéré. Par suite, l'équation de la surface libre est

$$(2) \qquad z = \frac{1}{g} \sum_{n0}^{\infty} \sum_{n'0}^{\infty} \gamma (\mathrm{H} \cos \gamma t - \mathrm{H}' \sin \gamma t) \cos \frac{n\pi x}{l} \cos \frac{n'\pi y}{l'} \cdot$$

Cherchons de même, toujours dans le cas d'un vase rectangulaire, l'intégrale de l'équation du mouvement, en supposant la profondeur h du liquide quelconque. Pour cela reprenons l'intégrale particulière

$$(3) \qquad \varphi = (\mathrm{R} \sin \gamma t + \mathrm{S} \cos \gamma t)\left(e^{q(z-h)} + e^{-q(z-h)}\right)$$
$$\times (\mathrm{M} \cos mx + \mathrm{N} \sin mx)(\mathrm{P} \cos py + \mathrm{Q} \sin py),$$

dans laquelle

$$q^2 = m^2 + p^2,$$

$$\gamma^2 = \frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} gq,$$

Si nous supposons que l'origine soit à l'un des sommets du rectangle, que l'axe des x soit dirigé suivant le côté l et l'axe des y suivant le côté l', il faudra qu'on ait, pour $x = 0$ et pour $x = l$, $u = \frac{d\varphi}{dx} = 0$ et, pour $y = 0$ et $y = l'$, $v = \frac{d\varphi}{dy} = 0$. On conclut de là

$$N = 0, \quad m = \frac{n\pi}{l},$$

$$Q = 0, \quad p = \frac{n'\pi}{l'},$$

n et n' étant des nombres entiers positifs, et, par suite,

$$q = \pi\sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{n'}{l'}\right)^2},$$

(4) $$\varphi = (\mathrm{K}\sin\gamma t + \mathrm{L}\cos\gamma t)(e^{q(z-h)} + e^{-q(z-h)})\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

en posant

$$\mathrm{K} = \mathrm{RMP}, \quad \mathrm{L} = \mathrm{SMP}.$$

Faisons $z = 0$ dans la valeur de φ; nous aurons, pour la surface libre du liquide,

$$\varphi = (e^{qh} + e^{-qh})(\mathrm{K}\sin\gamma t + \mathrm{L}\cos\gamma t)\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}$$

et, en faisant une somme de ces intégrales, nous aurons l'intégrale plus générale

(5) $$\varphi = \sum_{n0}^{\infty}\sum_{n'0}^{\infty}(e^{qh} + e^{-qh})(\mathrm{K}\sin\gamma t + \mathrm{L}\cos\gamma t)\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}.$$

Cherchons s'il est possible de déterminer les coefficients

K, L de telle sorte que, pour $t = 0$, on ait

$$\varphi = f(x, y),$$
$$\frac{d\varphi}{dt} = F(x, y),$$

$f(x, y)$, $F(x, y)$ étant des fonctions arbitraires. On doit alors avoir

$$f(x, y) = \sum\sum (e^{qh} + e^{-qh}) \times L \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'}.$$

Soient i, i' des valeurs déterminées de n, n', et soient L', q' les valeurs correspondantes de L et q. Multiplions les deux membres de l'équation précédente par

$$\cos\frac{i\pi x}{l} \cos\frac{i'\pi y}{l'}\, dx\, dy$$

et intégrons, par rapport à x, de o à l, et, par rapport à y, de o à l'; il vient

$$\int_0^l \int_0^{l'} f(x, y) \cos\frac{i\pi x}{l} \cos\frac{i'\pi y}{l'}\, dx\, dy = \frac{ll'}{4}(e^{q'h} + e^{-q'h})\, L',$$

d'où

$$L' = \frac{4}{ll'}\, \frac{1}{e^{q'h} + e^{-q'h}} \int_0^l \int_0^{l'} f(x, y) \cos\frac{i\pi x}{l} \cos\frac{i'\pi y}{l'}\, dx\, dy,$$

ou bien, en remarquant que i, i' sont des valeurs quelconques de n, n',

$$L = \frac{4}{ll'}\, \frac{1}{e^{qh} + e^{-qh}} \int_0^l \int_0^{l'} f(x, y) \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'}\, dx\, dy.$$

On aurait de même

$$K = \frac{4}{\gamma ll'}\, \frac{1}{e^{qh} + e^{-qh}} \int_0^l \int_0^{l'} F(x, y) \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'}\, dx\, dy.$$

On peut remarquer que, si l'on pose

$$H = K(e^{qh} + e^{-qh}),$$
$$H' = L(e^{qh} + e^{-qh}),$$

l'équation (5) est exactement de la même forme que l'équation (1). La valeur de q est aussi la même dans les deux cas; mais les valeurs de γ sont différentes. Quant à l'équation de la surface libre, elle est la même que l'équation (2).

MOUVEMENT VIBRATOIRE SIMPLE.

Admettons (ce qui est possible, puisque le mouvement à la surface d'un liquide dépend des conditions initiales et du mode d'ébranlement,) que la série (1) se réduise à un seul terme. Admettons même que la vitesse initiale soit nulle en tous les points de la surface. Alors on a

$$(6) \qquad \varphi = H \sin\gamma t \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

n, n', H, γ ayant des valeurs déterminées. On en tire, pour l'équation de la surface libre à l'époque t,

$$(7) \qquad z = \frac{\gamma}{g} H \cos\gamma t \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

et, pour les vitesses parallèlement aux x et aux y,

$$(8) \qquad u = \frac{d\varphi}{dx} = -\frac{n\pi}{l} H \sin\gamma t \sin\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'},$$

$$(9) \qquad v = \frac{d\varphi}{dy} = -\frac{n'\pi}{l'} H \sin\gamma t \cos\frac{n\pi x}{l} \sin\frac{n'\pi y}{l'}.$$

Le mouvement correspondant à ces équations sera désigné du nom de *mouvement simple*. Il présente plusieurs propriétés intéressantes.

1° *Le mouvement simple est périodique et la durée de la période est la même en tous les points de la surface.*

En effet, pour toutes valeurs données de x et de y, si le temps t éprouve un accroissement τ tel que

$$\gamma\tau = 2\pi,$$

les valeurs de $\sin\gamma t$ et $\cos\gamma t$ restent les mêmes et, par suite, z, u, v prennent les mêmes valeurs. La durée τ de la période est

$$\tau = \frac{2\pi}{\gamma},$$

et, comme elle est indépendante de x et de y, elle est la même en tous les points de la surface.

2° *Il existe deux systèmes de lignes droites, pour lesquelles z est nul et, par suite, sur lesquelles le liquide conserve son niveau primitif quel que soit t.*

En effet, quel que soit t, z sera nul, si l'on a

$$\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'} = 0.$$

Cette équation se décompose en deux autres,

$$\cos\frac{n\pi x}{l} = 0,$$

$$\cos\frac{n'\pi y}{l'} = 0,$$

dont la première représente les n droites

$$x = \frac{l}{2n}, \quad x = \frac{3l}{2n}, \quad \ldots, \quad x = \frac{(2n-1)l}{2n},$$

parallèles à l'axe des y, et la seconde les n' droites

$$y = \frac{l'}{2n'}, \quad y = \frac{3l'}{2n'}, \quad \ldots, \quad y = \frac{(2n'-1)l'}{2n'},$$

parallèles à l'axe des x.

Nous appellerons *lignes nodales* les lignes sur lesquelles

le niveau ne change pas avec le temps. Dans le cas du mouvement simple, il y a donc deux systèmes de lignes nodales, qui sont droites et parallèles aux côtés du rectangle.

3° Si l'on égale à zéro la dérivée de z par rapport à x, on a l'équation

$$-\frac{n\pi}{l}\frac{\gamma}{g}\mathrm{H}\cos\gamma t \sin\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}=0.$$

Elle montre que, pour des valeurs données de t et de y, il existe des points pour lesquels les valeurs de z sont maximum ou minimum. Ces points sont situés sur les droites

$$\sin\frac{n\pi x}{l}=0$$

ou sur les $n+1$ droites

$$x=0,\quad x=\frac{l}{n},\quad \ldots,\quad x=l.$$

Nous donnerons à ces droites le nom de *lignes ventrales*. Il existe un deuxième système de lignes ventrales données par l'équation

$$\sin\frac{n'\pi y}{l'}=0.$$

Les premières sont parallèles à l'axe des y, les deuxièmes à l'axe des x.

4° *La vitesse de vibration parallèlement à l'un des axes est nulle sur les lignes nodales parallèles à cet axe et sur les lignes ventrales qui lui sont perpendiculaires.*

En effet, pour que u ou $\frac{d\varphi}{dx}$ soit nul quel que soit t, il faut et il suffit qu'on ait

$$\sin\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}=0.$$

Cette équation se décompose en deux autres,

$$\cos \frac{n'\pi y}{l'} = 0,$$

$$\sin \frac{n\pi x}{l} = 0,$$

qui démontrent la proposition énoncée.

Il résulte de là que la vitesse horizontale de vibration est nulle aux points de rencontre des deux systèmes de lignes nodales et aux points de rencontre des deux systèmes de lignes ventrales. Mais, aux premiers de ces points, la valeur de z est aussi nulle ; par suite, ces points sont en repos absolu. Nous les appellerons *nœuds de vibration*. Aux points de rencontre des lignes ventrales, les excursions de la surface au-dessus et au-dessous de la surface d'équilibre sont maximum. Nous désignerons ces points du nom de *ventres de vibration*.

DES LIGNES NODALES EN GÉNÉRAL.

La forme générale de la valeur de φ et celle de z, qui s'en déduit, montrent que le mouvement le plus général, à la surface d'un liquide, peut être considéré comme résultant de la superposition d'un nombre infini de mouvements simples.

Si l'on imagine plusieurs mouvements simples ainsi superposés, il ne se trouvera plus, en général, de points ou de lignes pour lesquelles z sera nul quel que soit t ; mais il en sera tout autrement, si l'on peut, pour la même surface, avoir deux ou plusieurs mouvements simples de même période et qu'on les superpose.

Pour que deux mouvements simples aient la même période, il faut et il suffit que la quantité q qui entre dans γ prenne la même valeur pour des valeurs différentes de n et n'. La possibilité de ce cas dépend de la forme du vase

rectangulaire. Le rectangle peut avoir ses côtés commensurables ou incommensurables, et, dans ce dernier cas, les carrés des côtés peuvent être commensurables ou incommensurables. De là plusieurs cas à examiner.

I. Les côtés sont commensurables. — Les côtés l, l' du rectangle peuvent être égaux ou inégaux.

1° *Côtés égaux. Vase de forme carrée.* — Soit λ le côté du carré. La valeur de q est de la forme

$$q = \frac{\pi}{\lambda}\sqrt{n^2 + n'^2}.$$

Les nombres entiers n, n' ne peuvent pas être nuls à la fois; car, s'il en était ainsi, q et γ seraient nuls, la période serait infinie et il n'y aurait pas de mouvement vibratoire.

Posons

$$q = \frac{\pi}{\lambda}\sqrt{M}.$$

Le nombre M, somme de deux carrés, peut être un carré parfait, ou être divisible par un carré sans être lui-même un carré, ou enfin n'être ni un carré ni divisible par un carré. Alors on peut écrire

$$M = J^2 m,$$

J^2 étant un carré qui peut être égal à 1 et m une somme de deux carrés qui peut être égale à 1, mais qui autrement n'est ni un carré ni divisible par un carré. Par suite,

$$q = \frac{\pi}{\lambda} J\sqrt{m}.$$

L'expression $\frac{\pi}{\lambda}\sqrt{m}$ est ce que nous appellerons, avec Lamé ([1]), la *base* d'une *série* et m est l'*argument* de cette série. Un argument est dit *simple, double, triple*, etc.,

([1]) *Leçons sur la théorie mathématique de l'élasticité des corps solides.*

suivant qu'il se décompose de une, deux, trois, etc. manières en une somme de deux carrés.

La suite des valeurs de l'argument m est

1, 2, 5, 10, 13, 17, 26, 29, 34, 37, 41, 53, 58, 61, 65, ...

10 est un argument simple, 65 est un argument double, 265 est un argument triple.

La formule

$$q = \frac{\pi}{\lambda} J \sqrt{m}$$

comprend toutes les valeurs de q qui ont le même argument m, si J prend toutes les valeurs entières. On en tire

$$(10) \qquad n^2 + n'^2 = J^2 m,$$

et, si J et m sont donnés, cette équation fait connaître les systèmes de valeurs correspondantes de n et n'.

Pour arriver à former les équations des lignes nodales, il faut connaître, pour chaque valeur de q ou pour chaque période possible, le nombre des termes de la série

$$(11) \qquad z = \frac{1}{g} \sum_{n0}^{\infty} \sum_{n'0}^{\infty} \gamma \mathrm{H} \cos \gamma t \cos \frac{n\pi x}{\lambda} \cos \frac{n'\pi y}{\lambda}$$

qui ont cette même période. Dans l'équation (11) nous avons supposé les vitesses initiales nulles, ce qui ne diminue en rien la généralité des résultats et ce que nous ferons dans tout ce qui va suivre.

Écrivons d'une manière générale

$$q\binom{n}{n'} = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{n^2 + n'^2}.$$

Si n et n' sont égaux, le symbole devient $q\binom{n}{n}$ et le changement de n en n' et réciproquement n'amène pas de changement dans le terme de la série; s'ils sont inégaux,

le même changement donne un nouveau terme de la série ayant la même période.

En supposant $J = 1$, toute base dont l'argument est simple fournit deux termes. Ainsi l'argument simple $m = \alpha^2 + \beta^2$ donne le symbole $q\binom{\alpha}{\beta}$ et fournit deux termes. Il n'y a d'exception que pour l'argument 2, qui ne fournit qu'un seul terme, parce que α et β sont tous les deux égaux à 1. Toute base dont l'argument est double fournit quatre termes. Soit $m = \alpha^2 + \beta^2 = \alpha'^2 + \beta'^2$; on a les deux symboles $q\binom{\alpha}{\beta}$, $q\binom{\alpha'}{\beta'}$, dont chacun correspond à deux termes de la série.

Si J est différent de 1, il y a, en général, autant de termes de la série (11), se rapportant à la valeur de q, qu'il existe de systèmes de solutions entières de l'équation (10), dans laquelle m et J sont donnés. Lorsque J n'est pas décomposable en deux carrés, le nombre des termes est le même que pour $J = 1$. Mais, si J est la somme de deux carrés, le nombre des termes est plus grand.

La série (11) peut, d'après ce qui précède, renfermer un, deux ou plusieurs termes ayant la même période. Alors la superposition des mouvements simples correspondants donnera un mouvement résultant, qui aura la même période.

Si la période donnée est telle qu'il n'y ait qu'un seul terme correspondant dans la série (11), l'équation des lignes nodales sera de la forme

$$\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n'\pi y}{\lambda} = 0$$

et elle représentera deux systèmes de lignes droites, parallèles aux côtés du vase. Dans le cas de deux termes ayant la période donnée, l'équation des lignes nodales est de la forme

$$a\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n'\pi y}{\lambda} + a'\cos\frac{n'\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda} = 0;$$

C'est, en général, l'équation d'une courbe qui peut être accompagnée de lignes droites. Mais a, a', dépendant de l'état initial, peuvent prendre diverses valeurs. Si l'un de ces coefficients est nul, on retombe sur le cas précédent ; lorsque l'on a $a' = \pm a$, la courbe se simplifie presque toujours. Si la série (11) renferme plus de deux termes ayant la période donnée, l'équation des lignes nodales renferme le même nombre de termes et elle représente un lieu beaucoup plus compliqué.

2° *Côtés inégaux.* — Dans ce cas on a, pour la valeur de z,

$$z = \frac{1}{g} \sum_{n0}^{\infty} \sum_{n'0}^{\infty} \mathrm{H}\gamma \cos \gamma t \cos \frac{n\pi x}{l} \cos \frac{n'\pi y}{l'} \tag{12}$$

et

$$q = \pi \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{n'}{l'}\right)^2}.$$

Posons

$$l = e\lambda, \quad l' = e'\lambda,$$

et nous aurons

$$q = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{n}{e}\right)^2 + \left(\frac{n'}{e'}\right)^2}.$$

Si l'on a, de plus,

$$n = ej, \quad n' = e'j',$$

j et j' étant entiers, il vient

$$d = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{j^2 + j'^2}.$$

Cette valeur de q a la même forme que dans le cas d'un vase carré. L'état vibratoire de la surface présentera donc une grande analogie avec celui qui se rapporte aux vases carrés.

II. Côtés incommensurables. 1° *Carrés des côtés commensurables.* — On peut écrire

$$A l^2 = B l'^2 = \lambda^2,$$

A et B étant des nombres entiers non carrés et premiers entre eux. Alors la valeur de q devient

$$q = \frac{\pi}{\lambda} \sqrt{A n^2 + B n'^2},$$

ou bien, si n, n' sont divisibles par J,

$$q = \frac{\pi}{\lambda} J \sqrt{A \alpha^2 + B \beta^2},$$

l'argument $m = A\alpha^2 + B\beta^2$ n'étant ni un carré ni divisible par un carré.

Les valeurs de n, n', correspondant à une valeur donnée de la période, c'est-à-dire, à des valeurs données de J et m, sont les solutions entières et positives de l'équation indéterminée

$$A n^2 + B n'^2 = J^2 (A \alpha^2 + B \beta^2),$$

qui admet une, deux ou plusieurs solutions, suivant que l'argument m est simple ou double et suivant que J est ou n'est pas de la forme $M(Aa^2 + Bb^2)$.

L'équation des lignes nodales contiendra donc, selon les cas, un, deux ou plusieurs termes de la forme

$$a \cos \frac{n \pi x}{l} \cos \frac{n' \pi y}{l'}.$$

2° *Carrés des côtés incommensurables.* — Dans ce cas la valeur de q peut s'écrire

$$q = \pi J \sqrt{\left(\frac{\alpha}{l}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{l'}\right)^2},$$

α et β étant premiers entre eux, et

$$m = \left(\frac{\alpha}{l}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{l'}\right)^2.$$

Pour les mêmes valeurs de J et de m, il n'y a jamais qu'un seul système de valeurs de n, n'. L'équation des lignes nodales est donc toujours de la forme

$$\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}=0,$$

et elle représente toujours les deux systèmes de droites du mouvement simple.

DES LIGNES VENTRALES EN GÉNÉRAL.

Pour une période possible donnée, la série (2) renferme toujours un nombre limité de termes ayant cette période. Si l'on se borne à l'état vibratoire caractérisé par la période donnée, on a

$$(13)\quad z=\frac{\gamma}{g}\cos\gamma t\left(\mathrm{H}\cos\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}+\mathrm{H}_1\cos\frac{n_1\pi x}{l}\cos\frac{n'_1\pi y}{l'}+\ldots\right),$$

d'où l'on tire

$$\frac{dz}{dx}=-\frac{\gamma}{g}\cos\gamma t\left(\frac{n\pi}{l}\mathrm{H}\sin\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}+\frac{n_1\pi}{l}\mathrm{H}_1\sin\frac{n_1\pi x}{l}\cos\frac{n'_1\pi y}{l'}+\ldots\right).$$

Si l'on veut que $\frac{dz}{dx}$ soit nul, quel que soit t, il faut qu'on ait

$$(14)\quad \left\{\frac{n\pi}{l}\mathrm{H}\sin\frac{n\pi x}{l}\cos\frac{n'\pi y}{l'}+\frac{n_1\pi}{l}\mathrm{H}_1\sin\frac{n_1\pi x}{l}\cos\frac{n'_1\pi y}{l'}+\ldots=0.\right.$$

Cette équation donne, pour toute valeur assignée de y, les valeurs de x, pour lesquelles z est un maximum ou un minimum à une époque donnée. C'est donc l'équation d'un système de lignes ventrales. Mais, si l'on remarque que, en

prenant pour φ les termes qui ont la même période, la valeur de $\frac{d\varphi}{dx}$, égalée à zéro, fournit précisément la même équation, on en conclut que, sur ce système de lignes ventrales, la vitesse de vibration, parallèle à l'axe des x, est nulle.

En égalant à zéro la valeur de $\frac{dz}{dy}$, on aurait de même l'équation

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} &\frac{n'\pi}{l'} \mathrm{H} \cos\frac{n\pi x}{l} \sin\frac{n'\pi y}{l'} \\ &\quad + \frac{n'_1\pi}{l'} \mathrm{H}_1 \cos\frac{n_1\pi x}{l} \sin\frac{n'_1\pi y}{l'} + \ldots = 0 \end{aligned} \right.$$

d'un second système de lignes ventrales, sur lesquelles la vitesse de vibration est nulle parallèlement à l'axe des y.

Il résulte de là que, aux points de rencontre des deux systèmes de lignes ventrales, la vitesse de vibration est nulle dans le sens horizontal; mais les excursions de la surface au-dessus et au-dessous du plan horizontal d'équilibre ont des valeurs maximum en ces points, que nous appellerons *ventres de vibration*. Si cependant un de ces points appartenait aux lignes nodales, la vitesse de vibration y serait nulle à chaque instant; ce serait un *nœud de vibration*.

Nous remarquerons que l'équation générale des lignes nodales, pour la période donnée, est

$$\mathrm{H} \cos\frac{n\pi x}{l} \cos\frac{n'\pi y}{l'} + \mathrm{H}_1 \cos\frac{n_1\pi x}{l} \cos\frac{n'_1\pi y}{l'} + \ldots = 0,$$

et qu'on obtient l'équation (14) en égalant à zéro la dérivée du premier membre de l'équation des lignes nodales, prise par rapport à x, et l'équation (15) en égalant à zéro la dérivée, prise par rapport à y, du premier membre de l'équation des lignes nodales.

Nous appellerons, pour abréger, *premières lignes ventrales* celles qui se rapportent aux x, et *secondes lignes ventrales* celles qui se rapportent aux y.

CONSTRUCTION DES LIGNES NODALES ET DES LIGNES VENTRALES DANS LE CAS D'UN VASE DE FORME CARRÉE.

Occupons-nous de construire les lignes nodales et les lignes ventrales, en nous bornant au cas d'un vase de forme carrée. Nous savons que ces lignes forment une infinité de séries, différant entre elles par l'argument m, et que, dans chaque série, il y a une infinité de figures qui dépendent du coefficient J, en supposant la valeur de q mise sous la forme

$$q = \frac{\pi}{\lambda} \mathrm{J} \sqrt{m}.$$

Nous laisserons de côté le cas où J est de la forme $a^2 + b^2$.

Première série : $m = 1$. — Le symbole général des lignes de cette série est $q\binom{n}{0}$, et l'équation des lignes nodales est

$$a \cos \frac{n\pi x}{\lambda} + a' \cos \frac{n\pi y}{\lambda} = 0.$$

Cette équation, prise dans toute sa généralité, est celle d'un système de lignes courbes qui seraient faciles à construire dans les divers cas particuliers, mais qui n'offrent que peu d'intérêt au point de vue de l'expérience. Nous nous occuperons spécialement du cas où l'on a $a' = a$.

L'équation des lignes nodales devient alors

$$\cos \frac{n\pi x}{\lambda} + \cos \frac{n\pi y}{\lambda} = 0.$$

Mise sous la forme

$$\cos \frac{n\pi(x+y)}{2\lambda} \cos \frac{n\pi(x-y)}{2\lambda} = 0,$$

elle se décompose en deux autres :

$$\cos\frac{n\pi(x-y)}{2\lambda}=0,$$

$$\cos\frac{n\pi(x+y)}{2\lambda}=0.$$

La première représente les droites

$$x-y=\frac{(2k+1)\lambda}{n},$$

parallèles à la diagonale du carré qui passe par l'origine et que nous appellerons la *première diagonale;* la seconde représente les droites

$$x+y=\frac{(2k+1)\lambda}{n},$$

parallèles à l'autre diagonale du carré ou *seconde diagonale ;* mais il ne faut tenir compte que de celles de ces droites qui sont en partie sur la surface. Les droites des deux systèmes découpent sur la surface carrée du liquide une série de petits carrés tous égaux entre eux.

Les premières lignes ventrales ont pour équation

$$\sin\frac{n\pi x}{\lambda}=0,$$

ce qui donne les droites

$$x=\frac{k\lambda}{n},$$

parallèles à l'axe des y. Les secondes lignes ventrales ont pour équation

$$\sin\frac{n\pi y}{\lambda}=0,$$

ce qui représente les droites

$$y=\frac{k\lambda}{n},$$

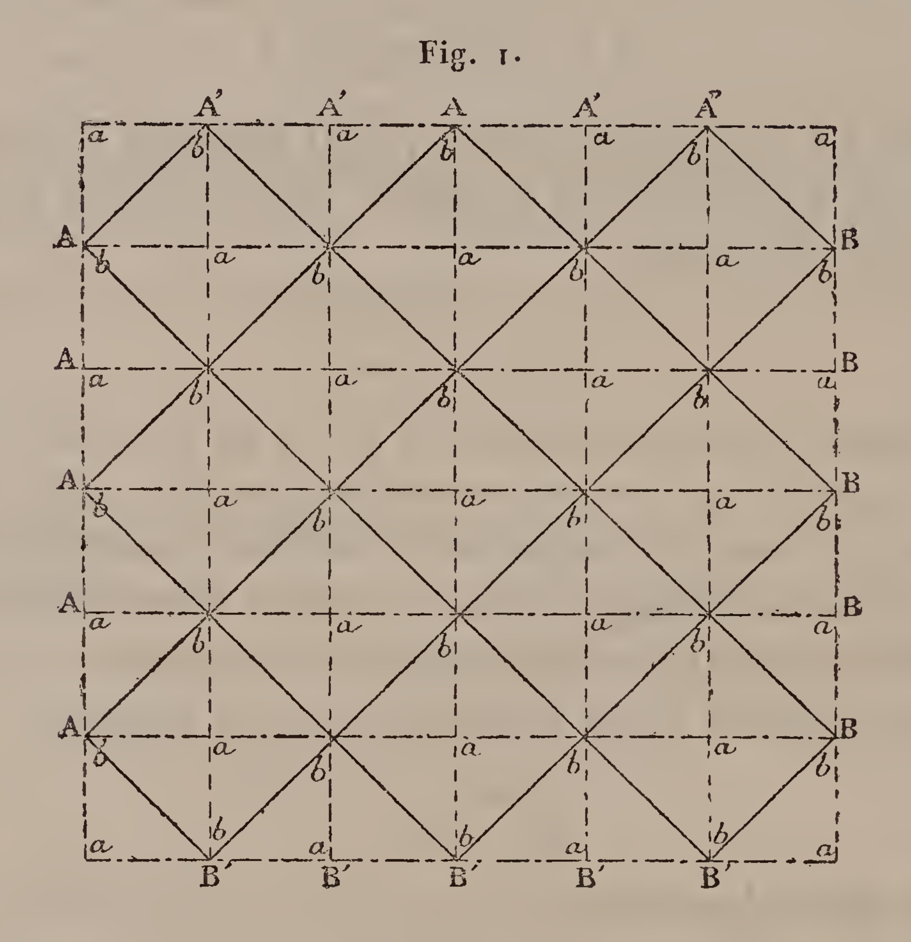
parallèles à l'axe des x.

Les lignes ventrales forment les diagonales des petits

carrés, limités par les lignes nodales. Il s'ensuit que les centres de ces carrés sont des ventres de vibration et que leurs sommets sont des nœuds. Lorsque n est pair, le centre de la surface est un ventre, ce qui n'a pas lieu si n est impair, parce qu'alors la seconde diagonale est une ligne nodale.

On a construit la *fig.* 1 pour le cas de $n = 6$. Les lignes

Fig. 1.



nodales sont en traits pleins, les premières lignes ventrales sont tracées avec des tirets et les secondes lignes ventrales avec des tirets séparés par des points.

Deuxième série : $m = 2$. — Le symbole de cette série est $q\binom{n}{n}$; l'équation des lignes nodales est

$$\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda} = 0,$$

celle des premières lignes ventrales est

$$\sin\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda} = 0,$$

et celle des deuxièmes lignes ventrales

$$\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\sin\frac{n\pi y}{\lambda}=0.$$

On a donc, pour les lignes nodales, les deux systèmes de droites

$$x=\frac{(2k+1)\lambda}{2n},$$

parallèles à l'axe des y, et

$$y=\frac{(2k+1)\lambda}{2n},$$

parallèles à l'axe des x. Les premières lignes ventrales forment deux systèmes : les droites

$$x=\frac{k\lambda}{n},$$

parallèles à l'axe des y et qui divisent en deux les intervalles des droites nodales du premier système, et les droites

$$y=\frac{(2k+1)\lambda}{2n},$$

qui se confondent avec les droites nodales du second système. Pour les deuxièmes lignes ventrales, on a de même les droites

$$y=\frac{k\lambda}{n},$$

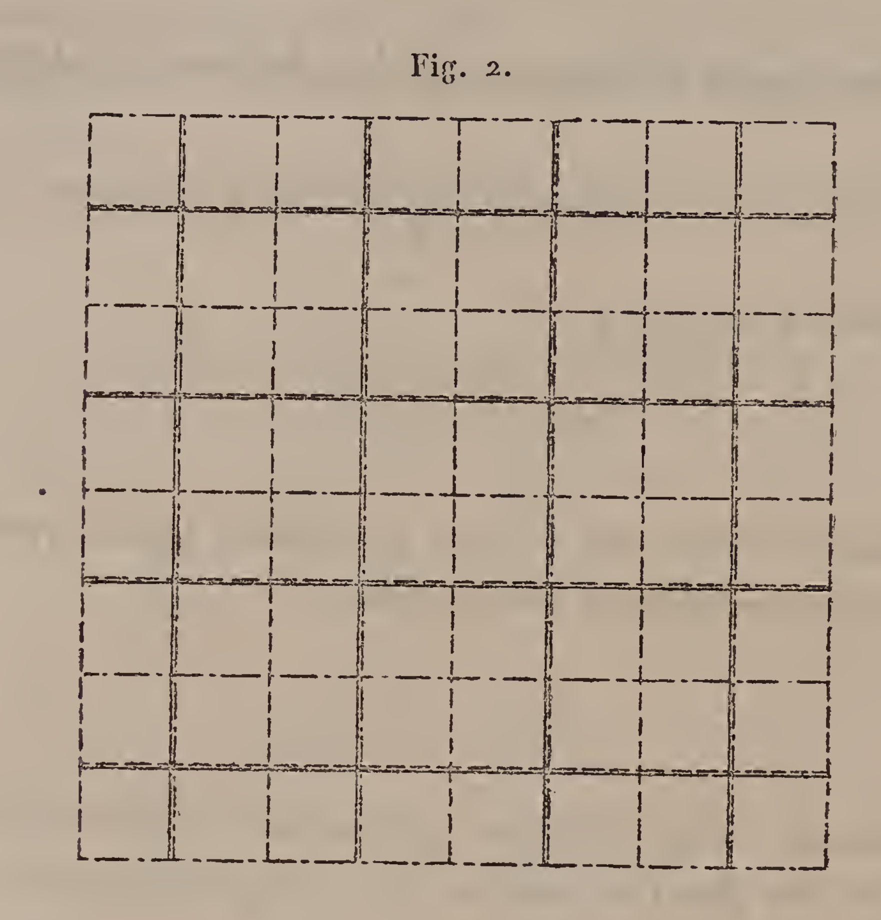
parallèles à l'axe des x et qui divisent en deux parties égales les intervalles des droites nodales du deuxième système, et les droites

$$x=\frac{(2k+1)\lambda}{2n},$$

qui sont les droites nodales du premier système.

La *fig.* 2 a été faite pour $n = 4$. Les lignes pleines accompagnées de tirets sont les lignes nodales, qui sont en même temps des lignes ventrales.

Fig. 2.



Troisième série : $m = 5$. — Le symbole de cette série est $q\binom{2n}{n}$ et l'équation générale des lignes nodales est

$$a \cos\frac{2n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda} + a' \cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{2n\pi y}{\lambda} = 0.$$

Dans le cas de $a' = a$, elle devient

$$\cos\frac{2n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda} + \cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{2n\pi y}{\lambda} = 0$$

et elle se met facilement sous la forme

$$\cos\frac{n\pi(x+y)}{2\lambda}\cos\frac{n\pi(x-y)}{2\lambda}\left(2\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda} - 1\right) = 0.$$

Alors elle se décompose en trois autres. Les deux premières,

$$\cos\frac{n\pi(x-y)}{2\lambda}=0,$$

$$\cos\frac{n\pi(x+y)}{2\lambda}=0,$$

représentent les lignes nodales rectilignes de la première série. Quant à la troisième,

$$2\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda}-1=0,$$

elle représente une série de courbes fermées, presque circulaires, ayant pour centres les centres des petits carrés que forment les lignes nodales rectilignes, sauf que celles de ces courbes ayant leurs centres sur les côtés de la surface sont incomplètes. Si n est pair, l'une de ces courbes a pour centre celui de la surface, ce qui n'a pas lieu quand n est impair.

L'équation des premières lignes ventrales est

$$2\sin\frac{2n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda}+\sin\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{2n\pi y}{\lambda}=0;$$

elle peut s'écrire

$$\sin\frac{n\pi x}{\lambda}\left(4\cos\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda}+\cos\frac{2n\pi y}{\lambda}\right)=0,$$

et elle représente les droites

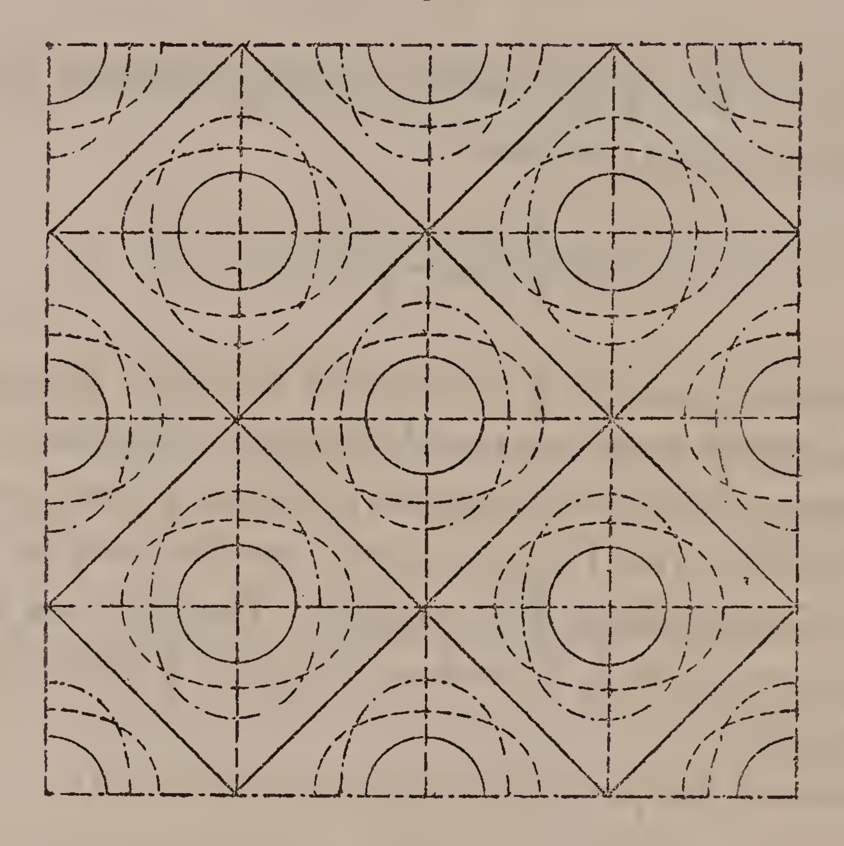
$$x=\frac{k\lambda}{n},$$

parallèles à l'axe des y, et une série de courbes fermées, qui entourent celles des lignes nodales et ont les mêmes centres que ces courbes. Les deuxièmes lignes ventrales

sont exactement les mêmes que les premières, sauf le changement de sens dû au changement des axes.

On a construit (*fig.* 3) les diverses lignes pour le cas de $n = 4$.

Fig. 3.



Quatrième série : m = 10. — Le symbole de cette série est $q\binom{3n}{n}$ et l'équation des lignes nodales

$$a \cos \frac{3n\pi x}{\lambda} \cos \frac{n\pi y}{\lambda} + a' \cos \frac{n\pi x}{\lambda} \cos \frac{3n\pi y}{\lambda} = 0.$$

Pour $a' = a$, cette équation devient

$$\cos \frac{3n\pi x}{\lambda} \cos \frac{n\pi y}{\lambda} + \cos \frac{n\pi x}{\lambda} \cos \frac{3n\pi y}{\lambda} = 0,$$

et elle peut s'écrire

$$\cos \frac{n\pi x}{\lambda} \cos \frac{n\pi y}{\lambda} \left(\cos \frac{2n\pi x}{\lambda} + \cos \frac{2n\pi y}{\lambda} - 1 \right) = 0.$$

Elle se décompose en trois. Les deux premières,

$$\cos\frac{n\pi x}{\lambda}=0,$$

$$\cos\frac{n\pi y}{\lambda}=0,$$

représentent les lignes nodales de la deuxième série. La troisième,

$$\cos\frac{2n\pi x}{\lambda}+\cos\frac{2n\pi y}{\lambda'}-1=0,$$

donne une série de courbes fermées et des portions de courbes fermées, qui ont pour centres ceux des carrés formés par les lignes nodales rectilignes.

L'équation des premières lignes ventrales,

$$3\sin\frac{3n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda}+\sin\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{3n\pi y}{\lambda}=0,$$

peut s'écrire

$$\sin\frac{n\pi x}{\lambda}\cos\frac{n\pi y}{\lambda}\left(3\cos\frac{2n\pi x}{\lambda}+\cos\frac{2n\pi y}{\lambda}+1\right)=0,$$

et le lieu comprend, outre les droites

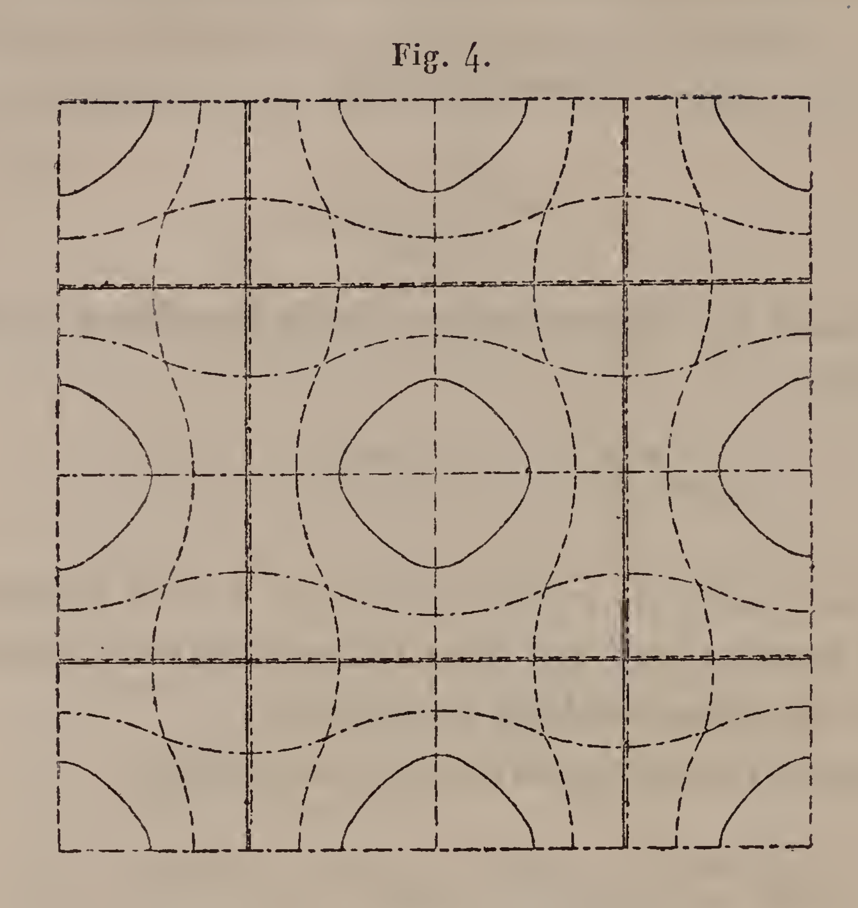
$$\sin\frac{n\pi x}{\lambda}=0,$$

$$\cos\frac{n\pi y}{\lambda}=0,$$

qui sont les premières lignes ventrales de la deuxième série, un groupe de lignes sinueuses, placées deux à deux symétriquement par rapport aux lignes nodales rectilignes parallèles à l'axe des y. Les deuxièmes lignes ventrales sont exactement les mêmes, sauf le changement des axes.

La *fig.* 4 a été construite pour $n = 2$.

Fig. 4.



Nous ne pousserons pas plus loin cette discussion.

DEUXIÈME PARTIE.

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES VIBRATIONS A LA SURFACE DES LIQUIDES.

La théorie mathématique des petits mouvements à la surface d'un liquide, bien qu'elle paraisse très complète, laisse cependant à désirer. Pour faciliter les calculs et pour rendre le problème abordable, on a supposé que les vitesses et les déplacements des molécules sont très petits. Or, dans la réalité, rien ne prouve que ces vitesses et ces déplacements soient assez petits pour que les équations modifiées soient applicables. De plus, on a supposé que, dans le mouvement, les molécules de la surface restent

toujours sur cette surface. Cette condition est-elle effectivement remplie? Les expériences des frères Weber sur les ondes leur ont montré des mouvements assez étendus des molécules voisines de la surface, lesquelles décrivent des trajectoires pénétrant jusqu'à une certaine profondeur dans le liquide, et il est probable que les molécules de la surface participent au même mouvement.

D'un autre côté, peut-on, ainsi que l'a admis Lagrange, supposer que l'épaisseur de la couche liquide ébranlée est très petite, de sorte que, à partir d'une faible profondeur du liquide, un accroissement quelconque de cette profondeur n'ait pas d'influence? Faut-il, ainsi que le pensait Poisson, rejeter cette manière de voir?

C'est à l'expérience à nous montrer jusqu'à quel point les faits sont d'accord avec les théories mathématiques, à décider entre la théorie de Poisson et celle de Lagrange, ou bien à nous apprendre que ces deux théories ne sont ni l'une ni l'autre l'expression de la vérité. Tel est le but que nous nous sommes proposé en entreprenant ce travail.

L'étude des vibrations à la surface d'un liquide dans des vases de forme rectangulaire, et en particulier dans des vases de forme carrée, nous a semblé devoir être préférée, à cause de la grande variété de figures propres à ces sortes de vases. C'est pour cette raison que nous avons dirigé dans ce sens la partie mathématique de notre travail.

DISPOSITION DES APPAREILS.

Nous avons fait construire plusieurs vases de forme carrée. La plupart de ces vases sont en bois ; chacun d'eux a été creusé dans une pièce d'un bois très homogène, de forme carrée, et l'on a fait en sorte que les parois eussent environ $0^{m},01$ d'épaisseur. De cette façon, on est en droit de penser que les vibrations imprimées au liquide ne se communiqueront pas sensiblement aux parois du vase. Tous

ces vases ont une profondeur bien constante, de $0^m,01$ à $0^m,02$; les uns ont $0^m,10$ de côté à l'intérieur, les autres $0^m,05$. Un autre vase est formé de plaques de glace, de $0^m,005$ d'épaisseur, solidement unies avec du baume du Canada; il a $0^m,10$ de côté à l'intérieur et $0^m,06$ de profondeur. Ce vase convient parfaitement pour l'eau, pour le mercure et pour tout autre liquide ne dissolvant pas le mastic. Les vases en bois ne peuvent servir que pour le mercure.

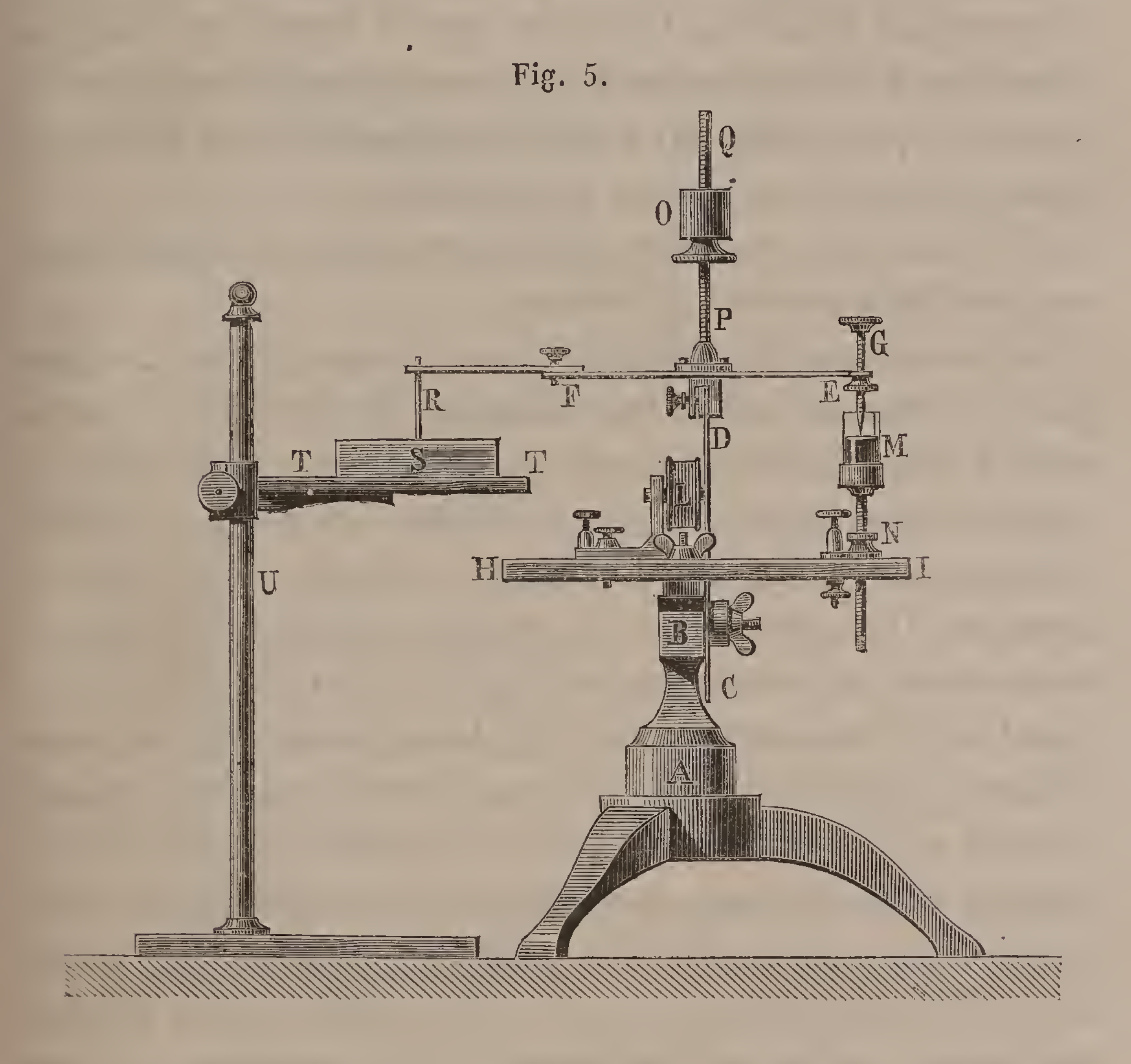
Il était nécessaire d'avoir un procédé, pour ébranler le liquide périodiquement et pour faire varier la période à volonté dans des limites assez étendues. Après de nombreux tâtonnements, voici la disposition à laquelle nous nous sommes arrêté.

Un support en fonte A (*fig.* 5), porté par trois pieds, se termine à sa partie supérieure par une sorte d'étau B, qu'on peut serrer avec deux écrous. L'étau sert à fixer verticalement une lame d'acier CD, de $0^m,02$ de largeur, mais d'une épaisseur et d'une longueur variables.

Ce sont les vibrations de cette lame CD, qui serviront à déterminer le mouvement périodique du liquide; mais il faut qu'elles soient entretenues aussi longtemps qu'on le veut. Pour cela, l'extrémité supérieure de la lame est attachée au milieu d'une barre de cuivre horizontale EF, qui porte un style G à son extrémité E. Sur une tablette en bois HI, fixée au support, est disposé un petit électro-aimant horizontal L, qu'on peut approcher à volonté de la lame d'acier, tandis que de l'autre côté la même tablette porte, au-dessous du style G, un vase en verre M contenant du mercure. Ce vase et le style, terminé inférieurement par une pointe de platine, forment un interrupteur à mercure. Le petit vase M est fixé à l'extrémité d'une longue vis en fer, passant dans un écrou fixe N, ce qui permet d'élever ou d'abaisser ce vase à volonté. Le style G peut lui-même s'élever ou s'abaisser.

Les choses étant convenablement disposées et l'électro-aimant communiquant d'une manière continue avec le support en fonte, si l'on établit la communication de l'électro-aimant et du mercure de l'interrupteur avec les deux pôles d'une pile, la lame d'acier entre en vibration.

Fig. 5.



Pour faire varier la période des vibrations, on a la faculté de changer la lame d'acier ou bien, pour la même lame, de changer la longueur de la partie vibrante. Mais il fallait faire varier cette période par degrés insensibles. Ce résultat s'obtient à l'aide d'une tige à vis PQ, fixée verticalement sur la barre de cuivre EF, exactement au-dessus de la lame vibrante, et d'un poids cylindrique en cuivre O, qui se déplace sur cette tige. La période devient plus longue ou plus courte, suivant qu'on élève ou qu'on abaisse le poids O.

A l'extrémité F de la barre de cuivre on adapte une tige verticale R qui agira directement sur le liquide.

Le vase carré S, qui contient le liquide, est porté par une tablette horizontale T, mobile le long d'une tige cylindrique verticale U et qu'on peut arrêter dans la position convenable. L'horizontalité du vase S aurait pu être obtenue par des vis calantes, fixées au support de la tablette T; il nous a paru suffisant d'employer des cales en bois, que nous plaçons entre le vase et la tablette.

A l'aide de cette disposition, on peut produire deux modes d'ébranlement différents.

Le premier mode consiste à faire choquer la tablette qui porte le vase ou le vase lui-même par la tige fixée à l'extrémité F de la barre de cuivre. Ce moyen a été indiqué sommairement par les frères Weber, et c'est, au fond, celui qui a été employé par M. Barthélemy, mais tout autrement. Il présente un inconvénient grave. La période du mouvement communiqué au liquide n'est pas nécessairement celle du mouvement de la lame; c'est celle du mouvement, que les chocs déterminent dans le système composé du vase et de son support, et il n'est guère possible d'apprécier cette période. Lorsqu'on fait varier, même dans des limites très étendues, la période du mouvement vibratoire de la lame d'acier, on n'obtient qu'un petit nombre de figures, celles qui conviennent au mouvement du système.

Le second mode d'ébranlement a aussi été indiqué par les frères Weber. Il nous a beaucoup mieux réussi. Il consiste à approcher l'extrémité inférieure de la tige d'acier R de la surface du liquide et à exciter les vibrations de la lame CD. Par suite des mouvements de cette lame vibrante, la tige d'acier s'enfonce très peu dans le liquide et en ressort périodiquement. On peut ainsi attaquer la surface du liquide, soit en son centre, soit en tout autre point.

MÉTHODE D'OBSERVATION.

Il ne suffit pas de déterminer le mouvement à la surface du liquide, il faut encore pouvoir observer cette surface.

Lorsque le liquide employé est le mercure et qu'on regarde la surface ébranlée à la lumière diffuse et sous certaines incidences, on aperçoit, dans le cas d'une période convenable, une figure qui paraît fixe. Mais il faut, pour cela, se placer un peu loin du mercure, et il est impossible, dans tous les cas, de distinguer les points en repos et ceux qui ont un mouvement horizontal ou vertical. Nous avons eu alors l'idée de poser sur la surface du mercure un certain nombre de petits morceaux de papier et d'en examiner les mouvements. On arrive ainsi à reconnaître des lignes, sur lesquelles le mouvement dans le sens vertical est nul, et d'autres lignes, sur lesquelles il se manifeste de la manière la plus évidente. On reconnaît aussi les mouvements vibratoires dans le sens horizontal. Mais ce procédé est peu pratique. C'est, en effet, seulement pour des valeurs déterminées de la période qu'on obtient une figure fixe à la surface du liquide, et, lorsqu'on fait varier la période pour obtenir ce résultat, il est difficile de juger de l'instant où il est atteint. Cependant nous nous en sommes servi fréquemment, dans le but de contrôler les indications fournies par le procédé suivant.

M. Barthélemy faisait tomber sur la surface du liquide en mouvement un faisceau de rayons parallèles, presque perpendiculaires à cette surface, et il recevait les rayons réfléchis d'abord sur un miroir plan, qui les ramenait à l'horizontalité, et ensuite sur une lentille convergente, donnant sur un écran vertical une image nette de la surface. Il avait ainsi une projection qui pouvait être très nette. Comme il l'a fait observer, cette image projetée n'est pas

celle de la surface en mouvement; mais elle est en rapport avec les réflexions qui se produisent. Cette méthode exige l'emploi d'une lumière très intense, la lumière solaire ou la lumière électrique, et l'on est obligé d'opérer dans une chambre obscure.

Il nous a paru qu'on pouvait obtenir des effets analogues d'une manière plus simple et qui n'exige aucun appareil spécial. Supposons qu'on fasse tomber sur la surface du liquide en repos un faisceau de lumière parallèle, qui l'éclaire tout entière, et qu'on reçoive le faisceau réfléchi sur un écran blanc; on aura sur cet écran une surface partout également éclairée. Si le plan d'incidence des rayons du faisceau est parallèle à deux des côtés du vase, la surface éclairée sur l'écran, placé parallèlement aux deux autres côtés du vase, sera un rectangle, dont les deux côtés horizontaux seront égaux à ceux de la surface liquide et les deux autres seront variables, suivant l'inclinaison de l'écran sur les rayons réfléchis. Cette surface sera un carré égal à celui de la surface liquide, si l'écran fait avec les rayons réfléchis le même angle que la surface du liquide avec les rayons incidents.

Supposons maintenant qu'on détermine à la surface du liquide un mouvement vibratoire persistant. Les choses seront entièrement changées; l'éclairage sur l'écran cessera d'être égal et l'on verra apparaître des espaces très brillants et d'autres relativement sombres. La disposition de ces espaces inégalement éclairés fournira un moyen de juger de la forme de la surface.

Les mêmes effets se produisent évidemment lorsque, au lieu de faire tomber sur la surface liquide un faisceau de rayons parallèles, on emploie un faisceau conique dont le sommet est un peu éloigné. Seulement la surface éclairée sur l'écran n'a plus ses côtés horizontaux égaux à ceux de la surface liquide; ils sont un peu plus grands, dans un rapport qu'il serait facile de calculer.

Voici donc la méthode employée.

Au-dessus de la surface du liquide et à une certaine distance, on dispose une source de lumière artificielle, un bec de gaz ou une lampe à pétrole; le vase contenant le liquide est placé de telle sorte que deux de ses côtés soient parallèles au plan vertical qui passe par la source et par le centre de la surface, résultat qu'on obtient très approximativement, en amenant les deux parois latérales intérieures du vase à être également éclairées; en arrière du vase et à une petite distance, on place un écran blanc, qui peut s'incliner à volonté, et l'on fait en sorte qu'il soit parallèle au côté voisin du vase. Cet écran est formé d'une feuille de papier blanc, collée sur une planchette rectangulaire en bois ou en carton. On pourrait employer un écran en verre dépoli.

On peut encore placer le vase de façon que le faisceau lumineux arrive parallèlement à l'une des diagonales de la surface, et mettre l'écran à l'opposite de la source, parallèlement à l'autre diagonale.

Les choses étant ainsi disposées, on met la lame d'acier en vibration et l'on fait varier progressivement la période du mouvement vibratoire. On arrive ainsi à obtenir sur l'écran une figure nette, composée d'espaces limités ou points brillants, de lignes éclairées et d'espaces sombres.

Dans le commencement, nous placions le liquide à 3^m ou 4^m de la source de lumière, afin d'avoir un faisceau de rayons presque parallèles, et ce faisceau faisait un angle assez grand avec la verticale; mais alors, si le vase n'est pas complètement plein, une partie du phénomène est masquée par ses bords. Il nous a paru avantageux de rapprocher le vase de la source lumineuse et d'employer ainsi un faisceau conique très voisin de la perpendiculaire à la surface. Le faisceau très oblique pourra être utilisé pour les liquides autres que le mercure.

Pour montrer par un exemple comment sont disposées

les figures obtenues sur l'écran, nous prendrons un vase carré, en bois, de $0^m,10$ de côté; nous y verserons du mercure bien pur sur une profondeur de $0^m,0135$ et nous attaquerons la surface en son centre. Alors, si la lame vibrante exécute cent dix vibrations doubles en 30 secondes, c'est-à-dire, si la durée de la période est $\frac{3}{11}$ de seconde, il se formera une figure parfaitement fixe.

Cette figure est composée principalement de petits espaces brillants, placés autour des points *a* (*fig.* 1), aux sommets d'une série de petits carrés égaux entre eux, et de lignes droites AB, A'B', plus faiblement éclairées, parallèles aux côtés du vase et formant les diagonales de ces petits carrés. On aperçoit aussi d'autres points *b*, beaucoup moins brillants, aux centres de ces mêmes carrés. Les points *a* et les droites AB, A'B' paraissent être le siège d'un mouvement vibratoire de même période que celui de la lame vibrante; les points *b* paraissent être immobiles.

Si l'on dépose sur la surface du mercure quelques petits morceaux de papier et qu'on les amène dans des positions diverses, on reconnaît que, sur les parties de la surface qui correspondent aux points brillants *a*, ils sont animés d'un mouvement vibratoire dans le sens vertical seulement; que sur les droites, qui correspondent aux droites AB, A'B' de la figure, il y a un mouvement vibratoire à la fois dans la direction de la verticale et dans celle de la droite; qu'aux points correspondant aux points *b* le mouvement est absolument nul; qu'enfin sur les lignes, qui correspondent à AA', BB', AB', A'B et qui sont parallèles aux diagonales de la surface et menées par les derniers points, il n'y a pas de mouvement dans le sens vertical, mais bien un mouvement horizontal.

En nous reportant à la théorie, nous voyons que les points brillants *a* correspondent aux ventres de vibration, les points *b* aux nœuds, les droites AB, A'B' aux lignes ventrales et les droites AA', BB', AB', A'B aux lignes no-

dales; nous voyons, de plus, que la figure se rapporte complètement à l'une de celles de la première série, celle qui a pour symbole $q\binom{6}{0}$.

On peut se demander pourquoi les ventres de vibration et les lignes ventrales, au moins en partie, donnent sur l'écran un éclairage plus vif que les nœuds et les lignes nodales. La raison en paraît très simple. Les ventres de vibration et les espaces qui les environnent immédiatement forment, par suite du mouvement vibratoire, des miroirs courbes, tantôt concaves, tantôt convexes, alternativement. Lorsque la surface est convexe, elle rend les rayons réfléchis divergents, et la partie correspondante de l'écran est éclairée sur une étendue assez grande, mais faiblement; lorsque la surface devient concave, les rayons réfléchis sont convergents et l'éclairage est très vif sur un petit espace. De là une succession d'illuminations qui produisent un vif éclat et une sorte de mouvement vibratoire visible, si la période est moindre que la durée de l'impression sur la rétine. La même chose a lieu jusqu'à un certain point pour les lignes ventrales. Il en est tout autrement pour les lignes nodales et pour les nœuds, parce que, de part et d'autre de ces lignes et de ces points, la surface est convexe d'un côté et concave de l'autre.

Il résulte de ce qui précède que la figure obtenue sur l'écran nous fournira le moyen de connaître la distribution des ventres de vibration et des lignes ventrales à la surface du liquide et, par suite, de découvrir la forme de cette surface.

Lorsqu'on ébranle la surface d'un liquide en un point quelconque, on obtient des figures diverses, pour la même période, suivant le point attaqué. Ces figures sont souvent difficiles à distinguer et à classer. Il n'en est pas de même quand le point ébranlé est le centre de la surface. Alors, pour une profondeur donnée du liquide et pour une même valeur de la période capable de déterminer un mouvement

régulier, on obtient toujours la même figure sur l'écran, et cette figure est toujours symétrique par rapport au centre. On ne peut pas obtenir ainsi toutes les figures possibles d'après la théorie, parce que, en général, le centre ébranlé est un ventre de vibration. Ainsi, parmi les figures de la première série, on ne trouve le plus souvent que celles pour lesquelles n est pair et qui se rapportent au cas de $a' = a$ dans l'équation des lignes nodales. Quand n est impair, le centre de la surface n'est pas un ventre. Cependant les figures de la première série, pour n impair, se présentent quelquefois; mais alors ce sont celles qui se rapportent au cas de $a' = 0$.

COMPARAISON DES FORMES DE LA SURFACE AVEC LES FIGURES THÉORIQUES.

Quand on étudie, par les procédés indiqués plus haut, les diverses figures fixes qu'il est possible d'obtenir, on reconnaît que toutes ces figures se trouvent parmi celles que la théorie indique; la disposition des lignes nodales et des lignes ventrales, celle des ventres et celle des nœuds de vibration sont identiquement les mêmes. Il y a seulement un trouble près des bords du vase, à cause de la déformation de la surface due aux actions capillaires.

Bien qu'il n'ait été possible d'obtenir et de distinguer qu'un nombre relativement restreint de figures, nous pouvons dire que l'examen de toutes celles qui ont été reconnues avec certitude confirme complètement la théorie mathématique, sous le rapport de la forme de la surface.

Cet examen a été long et minutieux; mais il nous a été très utile pour la suite, parce qu'il nous a familiarisé avec un assez grand nombre de figures qui se reconnaissent sur l'écran au premier aspect.

RELATION ENTRE LA DURÉE DE LA PÉRIODE ET LA FORME DE LA SURFACE.

Nous avons vu, d'après la théorie mathématique, que la forme de la surface est caractérisée par la valeur du coefficient q, lequel a pour expression

$$q = \frac{\pi}{\lambda} \times \mathrm{J}\sqrt{m},$$

et que la durée τ de la période est donnée par l'équation

$$\gamma\tau = 2\pi.$$

Si N est le nombre des périodes comprises dans un temps T, on a

$$\tau = \frac{\mathrm{T}}{\mathrm{N}}$$

et, par suite,

$$\gamma = \frac{2\pi\mathrm{N}}{\mathrm{T}},$$

de sorte que, si T est constant, γ est proportionnel à N.

Nous savons d'un autre côté que, dans la théorie de Lagrange, on a

$$\gamma = q\sqrt{gh},$$

et, dans celle de Poisson,

$$\gamma = \sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} \times gq}.$$

Il y a donc intérêt à rechercher la relation qui peut exister entre les valeurs de γ ou de N et les valeurs correspondantes de q et de h.

Les premières expériences ont été faites avec des vases de $0^{\mathrm{m}},1$ de côté, pour lesquels $\lambda = 0^{\mathrm{m}},1$; ce sont les plus nombreuses. Quelques déterminations ont été faites pour un vase de $0^{\mathrm{m}},05$ de côté. Alors $\lambda = 0^{\mathrm{m}},05$.

Voici le procédé expérimental qu'on a suivi.

On introduit dans l'un des vases S, posé sur la tablette T de l'appareil, du mercure préalablement filtré et pesé. Le poids de ce mercure fait connaître la profondeur h du liquide. On dispose ensuite le support A de la lame vibrante, de telle sorte que la tige d'acier R tombe au centre de la surface liquide, et, en élevant ou en abaissant la tablette T, on amène cette tige à effleurer la surface. Cela fait, on excite les vibrations de la lame d'acier et l'on fait varier la position du poids O, jusqu'à ce qu'il se produise sur l'écran une figure bien nette. On compte alors, au moyen d'une montre à secondes, le nombre des périodes du mouvement dans un temps déterminé, par exemple trente secondes. Cette opération est facilitée par les petites étincelles, qui jaillissent à l'instant où la pointe du style G quitte le mercure de l'interrupteur, et par le petit bruit sec qui les accompagne. On a soin de rendre ces étincelles très courtes par une couche d'alcool versée sur le mercure.

On aurait pu employer des procédés beaucoup plus exacts, pour compter les vibrations de la lame exécutées dans un temps donné. J'ai essayé, par exemple, de faire inscrire ces vibrations sur une feuille de papier noircie au noir de fumée, en même temps que celles d'un diapason. On obtiendrait ainsi une approximation bien plus grande dans la valeur de la période. Mais cette approximation est illusoire. En effet, lorsqu'on a obtenu sur l'écran une figure très nette, on peut faire varier légèrement la durée de la période, sans qu'on cesse d'apercevoir la même figure; elle a seulement perdu de sa netteté. Pour les mouvements un peu rapides, cette variation peut aller jusqu'à deux ou trois vibrations doubles en trente secondes. Il y a encore à signaler une modification du mouvement, au moment où l'on commence à inscrire les vibrations; cette modification va jusqu'à faire disparaître la figure existant sur l'écran.

Avec la montre à secondes, on peut compter facilement deux cents périodes en trente secondes. Pour le faire avec toute l'exactitude désirable, on commence à compter les périodes, quand la figure apparaît sur l'écran sans être parfaitement nette; on a ainsi un nombre approché, trop grand ou trop faible. Alors, en faisant varier lentement la durée de la période, on amène la figure à avoir la plus grande netteté possible et l'on compte les vibrations doubles exécutées en trente secondes, quatre ou six fois de suite, sans discontinuer. Les nombres ainsi obtenus sont les mêmes ou ils ne diffèrent que d'une unité. Dans ce dernier cas, on prend la moyenne de tous ces nombres.

Une difficulté, qui se présente quand on cherche la durée de la période correspondant à une forme déterminée de la surface, consiste en ce que beaucoup de figures, si ce n'est toutes celles qu'on peut obtenir, se produisent pour des périodes diverses. Ainsi, supposons que, pour une certaine profondeur du mercure, la figure qui a pour symbole $q\binom{10}{0}$ corresponde exactement à cent cinquante vibrations doubles en trente secondes. On obtiendra la même figure avec soixante-quinze et avec cent vibrations dans le même temps, les nombres 75 et 100 étant dans un rapport simple avec 150. Cet effet se produit surtout pour les mouvements très lents. Quand on atteint une durée de la période qui devrait donner une certaine figure, il arrive souvent qu'on en obtient une autre de la même série, mais qui correspondrait à un nombre de vibrations plus grand. C'est ce qui a lieu aussi presque toujours, quand on essaye d'obtenir une figure de la surface dans laquelle le centre n'est pas un ventre de vibration. On a ainsi de véritables harmoniques du mouvement vibratoire cherché.

Lorsque le mouvement vibratoire n'est pas très rapide, lorsque la durée de la période est plus grande que celle de

l'impression sur la rétine, il est facile de reconnaître si la période du mouvement à la surface du liquide est bien celle des vibrations de la lame. Il suffit, pour cela, de comparer le mouvement vibratoire sur les points brillants de l'écran avec celui de la lame. La nécessité de cette comparaison nous a conduit à ne jamais dépasser de beaucoup deux cents vibrations doubles par trente secondes.

RÉSULTATS DES EXPÉRIENCES.

Les résultats de nos expériences peuvent être résumés dans la série des Tableaux suivants. La première colonne de ces Tableaux renferme les symboles des figures obtenues ; la deuxième contient les valeurs correspondantes de $s = \sqrt{n^2 + n'^2}$ entrant dans la valeur de q. N est le nombre des périodes en trente secondes : la troisième colonne renferme les valeurs de N fournies par l'expérience, la quatrième les valeurs de N calculées d'après une formule, qui sera donnée plus tard, et la dernière les différences entre les nombres donnés par l'expérience et ceux que donne le calcul.

Côté du vase : $\lambda = 0^{m},1$.

Profondeur du mercure : $h = 0^{m},0038$.

Symboles.	$s = \sqrt{n^2 + n'^2}$.	Valeurs de N observées.	Valeurs de N calculées.	Différences.
$q\binom{4}{0}$....	4	60	59,8	+0,2
$q\binom{4}{2}$....	$2\sqrt{5}$	66	66,23	−0,23
$q\binom{6}{0}$....	6	87	87	0
$q\binom{8}{0}$....	8	114	113,7	+0,3
$q\binom{8}{4}$....	$4\sqrt{5}$	127	126,35	+0,65
$q\binom{10}{0}$...	10	139,5	140	−0,5
$q\binom{12}{0}$...	12	164	164,8	−0,8
$q\binom{14}{0}$...	14	187,5	189,24	−1,74

Côté du vase : $\lambda = 0^m,1$.

Profondeur du mercure : $h = 0^m,0052$.

Symboles.	$s = \sqrt{n^2 + n'^2}$.	Valeurs de N observées.	Valeurs de N calculées.	Différences.
$q\binom{4}{0}$....	4	68	68	0
$q\binom{6}{0}$....	6	96,33	96,33	0
$q\binom{8}{0}$....	8	122,7	122,9	−0,2
$q\binom{8}{4}$....	$4\sqrt{5}$	134	134,8	−0,8
$q\binom{10}{0}$...	10	147,5	147,75	−0,25
$q\binom{12}{0}$...	12	171,25	171,3	−0,05
$q\binom{14}{0}$...	14	194,5	194	+0,5

Profondeur du mercure : $h = 0^m,0072$.

$q\binom{3}{2}$....	$\sqrt{13}$	70	70,17	−0,17
$q\binom{4}{0}$....	4	75,75	76	−0,25
$q\binom{4}{2}$....	$2\sqrt{5}$	83	82,96	+0,04
$q\binom{6}{0}$....	6	104	103,9	+0,1
$q\binom{8}{0}$....	8	128	128,75	−0,75
$q\binom{8}{4}$....	$4\sqrt{5}$	139,4	139,8	−0,4
$q\binom{10}{0}$...	10	151	151,8	−0,8
$q\binom{12}{0}$...	12	174	173,7	+0,3

Profondeur du mercure : $h = 0^m,0135$.

$q\binom{3}{1}$....	$\sqrt{10}$	74	75,5	−1,5
$q\binom{4}{0}$....	4	87	86,8	+0,2
$q\binom{6}{0}$....	6	110,4	110,31	+0,09
$q\binom{8}{0}$....	8	132	132,1	−0,1
$q\binom{10}{0}$...	10	153	153,46	−0,46
$q\binom{12}{0}$...	12	174	174,7	−0,7
$q\binom{14}{0}$...	14	196	196	0
$q\binom{16}{0}$...	16	218	217,5	+0,5

Côté du vase : $\lambda = 0^m,1$.

Profondeur du mercure : $h = 0^m,021$.

Symboles.	$s = \sqrt{n^2 + n'^2}$.	Valeurs de N observées.	Valeurs de N calculées.	Différences.
$q\binom{4}{0}$....	4	88	89,29	−1,29
$q\binom{4}{1}$....	$\sqrt{17}$	91	90,66	+0,34
$q\binom{4}{2}$....	$2\sqrt{5}$	95	94,61	+0,39
$q\binom{6}{0}$....	6	111	110,96	+0,04
$q\binom{8}{0}$....	8	132	132,25	−0,25
$q\binom{8}{4}$....	$4\sqrt{5}$	142	142,28	−0,28
$q\binom{9}{0}$....	9	143	142,875	+0,125
$q\binom{10}{0}$...	10	153	153,5	−0,5
$q\binom{10}{6}$...	$2\sqrt{34}$	171,5	171,16	+0,34
$q\binom{12}{0}$...	12	174	174,75	−0,75

Profondeur du mercure : $h = 0^m,031$.

$q\binom{4}{0}$....	4	88,5	89,7	−1,2
$q\binom{4}{2}$....	$2\sqrt{5}$	95	94,75	+0,25
$q\binom{6}{0}$....	6	111,5	111	+0,5
$q\binom{8}{0}$....	8	132,25	132,25	0
$q\binom{8}{4}$....	$4\sqrt{5}$	142,25	142,28	−0,03
$q\binom{9}{0}$....	9	143	142,875	+0,125
$q\binom{10}{0}$...	10	153,5	153,5	0
$q\binom{12}{0}$...	12	174,5	174,75	−0,25

Côté du vase : $\lambda = 0^m,05$.

Profondeur du mercure : $h = 0^m,0156$.

$q\binom{4}{0}$....	4	132	132,2	−0,2
$q\binom{4}{2}$....	$2\sqrt{5}$	142	142,25	−0,25
$q\binom{4}{4}$....	$4\sqrt{2}$	167,75	167,45	+0,3
$q\binom{6}{0}$....	6	174,25	174,75	−0,5
$q\binom{6}{2}$....	$2\sqrt{10}$	181	181,64	−0,64
$q\binom{6}{4}$....	$2\sqrt{13}$	200	200,48	−0,48

Si l'on compare, dans les six premiers Tableaux, les valeurs de N fournies par l'expérience, on reconnaît que, pour le même vase de $0^m,1$ de côté et pour une même valeur de q, le nombre N augmente avec la profondeur h; mais cette augmentation devient de moins en moins sensible, à mesure que h devient plus grand, surtout quand la valeur de q est un peu grande, et, à partir de $h = 0^m,0135$ et de $s = 10$, N n'éprouve plus, pour la même valeur de q, que des variations insensibles. Ce résultat est d'accord avec l'idée de Lagrange relative à la profondeur du liquide.

Mais dans la théorie de Lagrange, pour une faible profondeur donnée h, on aurait

$$N = q\sqrt{gh} \times \frac{15}{\pi} = \frac{15}{\lambda}\sqrt{gh} \times s,$$

puisque

$$q = \frac{\pi}{\lambda}\sqrt{n^2 + n'^2} = \frac{\pi}{\lambda} s,$$

et les valeurs de N seraient proportionnelles à s. Or, si, pour une profondeur donnée, $0^m,021$ par exemple, on construit le lieu qui a pour abscisses les valeurs de s et pour ordonnées celles de N, telles que les fournit l'expérience, on n'obtient pas une ligne droite passant par l'origine, mais une courbe. Dans la *fig.* 6, la courbe 1 a été construite pour $h = 0^m,0038$, la courbe 2 pour $h = 0^m,0052$, la courbe 3 pour $h = 0^m,0072$ et la courbe 4 pour $h = 0^m,021$. Pour $h = 0^m,0135$ et pour $h = 0^m,031$, les courbes se confondraient avec la courbe 4 pour les valeurs de s supérieures à 6. On voit que ces courbes tendent à passer par l'origine et qu'elles doivent avoir une asymptote commune, passant aussi par l'origine.

Lorsque, avec Poisson, on ne fait aucune hypothèse sur la profondeur du liquide, on a entre γ, q et h la relation

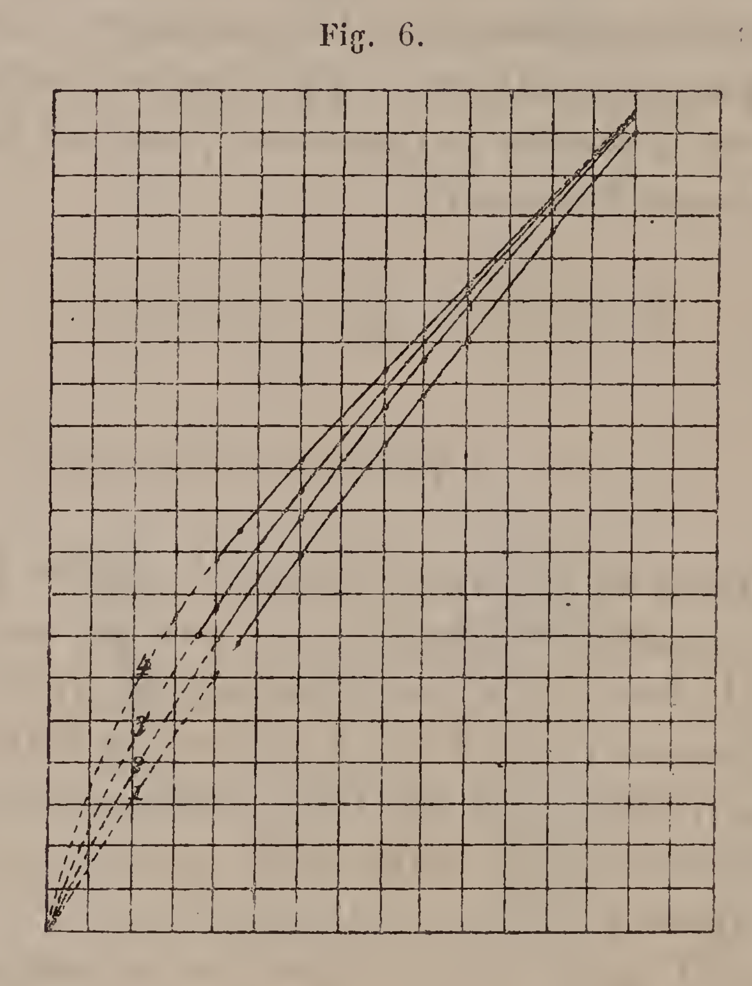
$$\gamma = \sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} \times gq},$$

qui donnerait, entre N et s, pour une valeur déterminée de h, une équation de la forme

$$N = \frac{15}{\pi}\sqrt{\frac{e^{as}-1}{e^{as}+1}} \times bs.$$

Cette équation fournirait, suivant la valeur de h, une série de courbes passant par l'origine et tendant à se con-

Fig. 6.



fondre, quand h est un peu grand; mais ces courbes n'ont pas d'asymptotes.

FORMULE EMPIRIQUE.

Les nombres donnés par l'expérience ne paraissent donc pas s'accorder complètement avec les théories mathématiques. Il s'agissait alors de trouver des formules empiriques pour représenter le phénomène.

Nous avons d'abord essayé de représenter par des for-

mules les courbes à asymptotes, dont nous venons de parler; mais ces formules ne nous apprennent rien sur l'influence de la profondeur h. Aussi avons-nous eu l'idée d'examiner comment N varie avec h, quand s est constant. Après plusieurs tentatives infructueuses, nous avons cherché si une formule de la forme

$$N = a\sqrt{\frac{e^{+bh} - 1}{e^{+bh} + 1}},$$

qui est au fond celle de la théorie de Poisson, ne conviendrait pas.

Le calcul de e^b, pour s constant, est assez long; il nous a donné pour la valeur de $\log e^b$ des nombres qui varient avec s, mais qui, pour $s = 4$, $s = 6$, $s = 8$, $s = 10$, $s = 12$, sont à très peu près entre eux comme les nombres 4, 6, 8, 10, 12. On en conclut que b est proportionnel à s et qu'on peut écrire

$$b = cs.$$

Les valeurs de c, calculées pour les cinq valeurs précédentes de s, sont légèrement différentes. En en prenant la moyenne, on trouve à très peu près exactement

$$c = 62,83 = 20\pi.$$

Or, la valeur de λ étant égale à 0,1, on a

$$20\pi = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Donc, en définitive,

$$b = \frac{2\pi s}{\lambda} = 2q$$

et

$$N = a\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}}.$$

On voit que, en cherchant une formule empirique qui lie

les valeurs de N à celles de h, pour chaque valeur donnée de s, nous sommes arrivé précisément à la formule unique que donne la théorie de Poisson et que nous aurions dû essayer tout d'abord.

Reste à déterminer la forme du coefficient a, qui est indépendant de h, mais qui varie avec s.

Si l'on calcule les valeurs de a, en partant des nombres obtenus pour la profondeur $h = 0^{m},0052$, par exemple, on trouve,

Pour	$s = 4$	$a = 89,75$,
	$s = 6$	$a = 110,97$,
	$s = 8$	$a = 132,05$,
	$s = 10$	$a = 153,24$,
	$s = 12$	$a = 174,70$,

et, en construisant le lieu qui a pour abscisses les valeurs de s et pour ordonnées celles de a, on trouve une droite, dont l'équation est

$$a = 10,625s + 47,25.$$

Nous aurons donc la formule empirique

$$N = (10,625s + 47,25)\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}}.$$

Si l'on fait usage de la formule

$$N = a\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}},$$

pour essayer de représenter les résultats donnés par le vase de $0^{m},05$ de côté et qui sont inscrits au septième Tableau, on arrive à poser

$$a = 21,25s + 47,25.$$

On voit alors que, lorsque la valeur de λ devient moitié

moindre, le coefficient de s est doublé et le terme indépendant de s reste le même.

Comme pour les premiers vases $\lambda = 0^m,1$, nous prendrons, pour le coefficient de s, l'expression $\frac{1,0625}{\lambda}$ et alors, en remplaçant s par sa valeur $s = q\frac{\lambda}{\pi}$, nous aurons

$$N = \left(1,0625\frac{q}{\pi} + 47,25\right)\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}}.$$

C'est au moyen de cette formule que nous avons calculé les nombres de l'avant-dernière colonne de nos Tableaux, et ces nombres nous paraissent présenter un accord suffisant avec les données de l'expérience.

Si l'on veut tirer de cette formule la valeur de γ, on sait qu'on a

$$\gamma = \frac{\pi N}{15};$$

il vient donc

$$\gamma = (0,07083q + 3,15\pi)\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}}.$$

RÉSUMÉ ET CONCLUSIONS.

Le travail qui précède a eu pour but l'étude des figures fixes qui se produisent à la surface d'un liquide en vibration dans des vases de forme rectangulaire. Il se compose de deux Parties.

Dans la première Partie, entièrement mathématique, nous avons d'abord établi l'équation générale de la surface d'un liquide en mouvement dans un vase rectangulaire. Cette équation a la même forme, soit qu'on parte des équations de Lagrange, soit qu'on suive la théorie de Poisson et qu'on ne suppose pas la profondeur très petite. La différence se trouve dans le coefficient γ du temps.

En partant de cette équation générale, nous avons cherché ce qui a lieu, lorsque le liquide est animé sur toute sa surface de vibrations de même période, et nous avons établi les équations générales des lignes nodales et des lignes ventrales; puis nous avons examiné spécialement la disposition de ces lignes pour un vase de forme carrée. Nous avons reconnu qu'elles forment des figures en nombre infini et que ces figures se divisent en un nombre infini de séries. Nous avons construit quelques figures appartenant aux séries les plus simples.

La seconde Partie du travail a eu pour but de comparer les résultats de la théorie avec ceux de l'expérience.

Nous avons imaginé une méthode qui permet d'ébranler périodiquement un point quelconque de la surface du liquide et de déterminer la durée de la période. Cette méthode donne encore le moyen de faire varier la période à volonté et par degrés insensibles. La détermination de la forme de la surface se fait à l'aide d'un procédé optique très simple.

Nous avons obtenu de cette manière un très grand nombre de figures de la surface liquide en vibration et nous les avons comparées avec celles que la théorie indique. Puis nous avons déterminé la durée de la période pour un certain nombre de ces figures et pour diverses profondeurs. Nos expériences n'ont été faites qu'avec un seul liquide, le mercure, et nous n'avons opéré que dans des vases de forme carrée.

Les résultats de nos expériences conduisent aux conclusions suivantes :

I. Sous le rapport des formes que peut prendre la surface libre d'un liquide vibrant régulièrement, les résultats de la théorie mathématique sont complètement vérifiés par l'expérience.

II. Si, pour une même forme de la surface, on compare

les durées de la période obtenues avec des profondeurs différentes, on reconnaît que ces durées vont en augmentant à mesure que la profondeur augmente, mais de moins en moins, de sorte que, à partir d'une profondeur assez petite, la durée de la période ne varie plus sensiblement. Ce premier résultat s'accorde avec la théorie de Lagrange, aussi bien qu'avec celle de Poisson. Mais la profondeur limite dépend de la forme de la surface et elle est d'autant moindre que cette forme est plus compliquée, ce qui est complètement d'accord avec la théorie de Poisson et ce que n'indique pas celle de Lagrange. Les nombres trouvés, en faisant varier la profondeur sans que la forme de la surface change, confirment d'une manière remarquable les idées de Poisson relatives à l'influence de la profondeur.

III. Quant à la relation qui peut exister entre la durée de la période et la forme de la surface pour une profondeur déterminée, il en est tout autrement. Celle que donne la théorie de Lagrange et celle que fournit la théorie de Poisson sont loin de conduire aux nombres obtenus par l'expérience.

La valeur de γ, dont dépend la durée de la période, est, d'après Poisson,

$$\gamma = \sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}} \times gq};$$

on en tire, en supposant h assez petit, pour que dans le développement de e^{2qh} on puisse supprimer les termes qui contiennent les puissances de h supérieures à la première, la valeur

$$\gamma = q\sqrt{gh},$$

qui est celle de Lagrange. Les résultats des expériences conduisent à la formule empirique

$$\gamma = (0,07083\,q + 3,15\pi)\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}},$$

ou, en remarquant que 3,15 est égal à $\sqrt{g}$ à la limite d'approximation des expériences, à la formule

$$\gamma = (0,07083\,q + \pi\sqrt{g})\sqrt{\frac{e^{qh} - e^{-qh}}{e^{qh} + e^{-qh}}},$$

entièrement différente des formules théoriques.

Cette valeur de γ, introduite dans l'intégrale particulière

$$\begin{aligned}\varphi = (\mathrm{R}\sin\gamma t + \mathrm{S}\cos\gamma t)(e^{q(z-h)} + e^{-q(z-h)})\\ \times(\mathrm{M}\cos mx + \mathrm{N}\sin mx)(\mathrm{P}\cos py + \mathrm{Q}\sin py),\end{aligned}$$

n'empêche pas cette intégrale de satisfaire à l'équation différentielle du mouvement

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} + \frac{d^2\varphi}{dz^2} = 0,$$

non plus qu'à la condition

$$\frac{d\varphi}{dz} = 0$$

pour $z = h$; mais elle est en désaccord complet avec la condition

$$g\frac{d\varphi}{dz} - \frac{d^2\varphi}{dt^2} = 0$$

pour $z = 0$. Or cette dernière équation de condition a été obtenue, en supposant seulement que les molécules de la surface libre restent constamment sur cette surface pendant le mouvement. On doit donc en conclure que cette hypothèse n'est pas légitime et qu'il faut admettre, avec les frères Weber, que les molécules de la surface la quittent, pour pénétrer dans la masse du liquide.

MÉMOIRE SUR LA COMPRESSIBILITÉ DES GAZ A DES PRESSIONS ÉLEVÉES;

Par M. E.-H. AMAGAT.

INTRODUCTION. — HISTORIQUE.

Les premières recherches relatives à la compressibilité des gaz sous de fortes pressions paraissent dues à Pouillet. Tout le monde connaît l'appareil classique au moyen duquel ce physicien montrait l'inégale compressibilité des gaz jusque vers une centaine d'atmosphères; mais le procédé de Pouillet ne pouvait donner que des rapports entre les compressibilités des divers fluides, sans faire connaître celle d'aucun d'eux.

Les expériences de Dulong et Arago et celles de Regnault n'ayant été poussées que jusqu'à 28^{atm}, la question des hautes pressions était intacte lorsque Natterer, de Vienne (Autriche), cherchant à liquéfier les gaz réputés permanents, fut conduit à étudier leur compressibilité; il est arrivé à ce résultat, aussi remarquable qu'inattendu, que l'air et l'azote sous des pressions considérables se conduisent comme l'hydrogène dans les expériences de Regnault: leur compressibilité décroît quand la pression augmente. A la vérité, le procédé employé par Natterer n'était pas susceptible d'une bien grande précision, mais ses expériences indiquaient au moins le sens des résultats.

En 1869, M. Andrews, par ses recherches remarquables sur la continuité de l'état gazeux et de l'état liquide, mit hors de doute le fait trouvé par Natterer; en effet, si, à une température supérieure à celle de leur point critique, les gaz, comprimés de plus en plus, passent par tous les intermédiaires entre l'état gazeux et l'état liquide, leur compres-

sibilité, d'abord considérable, doit diminuer progressivement et devenir de l'ordre de grandeur de celle des liquides, c'est-à-dire relativement très petite.

En 1870, M. Cailletet vérifia ce résultat pour l'air et l'hydrogène ; il mesurait les pressions au moyen d'un manomètre du système Desgoffe. Les nombres obtenus par M. Cailletet sont probablement déjà plus exacts que ceux de Natterer ; cependant, eu égard à l'incertitude qui règne sur les indications fournies par les manomètres employés, la question de la détermination des nombres et des lois qui peuvent en résulter était encore à résoudre, et il fallait, pour y arriver, se décider à construire des manomètres à air libre de dimensions énormes, tous les autres instruments ne donnant que des indications très incertaines.

En 1875, M. Andrews fit quelques tentatives dans ce sens, mais il n'a publié aucun résultat que je sache, et l'année suivante il annonçait que, les appareils qu'il avait fait construire n'ayant pu tenir le mercure sous de fortes pressions, il allait chercher à résoudre la difficulté en suivant une autre voie.

Il est évident que l'installation d'un manomètre à air libre de plusieurs centaines de mètres de hauteur devait présenter quelques difficultés. Le procédé qu'employait Regnault ne peut évidemment suffire que pour de faibles pressions, et la première modification qui s'imposait était de remplacer les tubes de verre par des tubes métalliques, qui ne pouvaient du reste être qu'en fer ; c'est du reste ce que Regnault lui-même avait déjà fait dans quelques-unes de ses recherches ; il fallait aussi remplacer l'ingénieux collier à gorge imaginé par le célèbre physicien par un joint mobile et plus énergique.

L'industrie fabrique depuis longtemps déjà des tubes métalliques de petit diamètre fort commodes pour transmettre les pressions ; on a fait, il y a plus de vingt ans, l'essai d'un télégraphe dans lequel la pression était transmise au loin

dans de semblables tubes par l'intermédiaire d'un liquide. C'est M. Cailletet qui les a, je crois, employés le premier dans la construction des manomètres à air libre; il avait établi en effet, en 1877, un appareil de ce genre avec lequel il mesurait les pressions jusqu'à 30^{atm}, et il annonçait en même temps l'intention dans laquelle il était d'user de la flexibilité de ces tubes pour obtenir une colonne de mercure de longueur variable en les faisant descendre dans un puits profond et en versant du mercure par la partie supérieure. Le gaz à comprimer devait se trouver dans un manomètre ajusté à la partie inférieure du tube et descendre ainsi dans le puits à une profondeur qui déterminerait la pression produite. C'est ce que M. Cailletet a réalisé depuis dans ses expériences du puits artésien de la Butte-aux-Cailles, près Paris.

J'ai utilisé également les tubes d'acier étirés de faible diamètre, non pas comme manomètres déroulables et de longueur variable, ainsi que l'a fait M. Cailletet, mais comme manomètres fixes, en les installant à demeure le long de la paroi d'un puits de mine de quelques centaines de mètres de profondeur.

Comme on le verra plus loin à la description de mes appareils, le procédé que j'ai employé revient au fond à celui de Dulong et Arago et de Regnault; c'est le seul, je crois, qui puisse conduire à des résultats certains et contre lequel on ne puisse élever d'objection sérieuse. Les expériences devaient être pénibles et l'ont été en effet; mais j'ai pensé qu'il valait mieux attaquer la difficulté de front que de chercher à la tourner par des artifices qui peuvent être ingénieux, mais nuisibles à la certitude des résultats.

Entre autres artifices qu'on peut employer, en voici un que j'ai déjà indiqué et que j'utiliserai probablement pour arriver à des pressions supérieures à celles que j'ai pu atteindre jusqu'à présent par le procédé direct. Supposons

qu'avec une hauteur verticale de 76^m, par exemple, on ait déterminé la loi de compressibilité d'un gaz jusqu'à 100^{atm}; on pourra alors exercer par-dessus la colonne de mercure de 76^m des pressions de 20, 30, 40, 50, 100^{atm}, déterminées exactement au moyen d'un manomètre renfermant le même gaz. La loi sera alors connue jusqu'à 200^{atm}. On pourra donc exercer toujours sur la colonne de 76^m des pressions parfaitement déterminées jusqu'à 200^{atm}, ce qui fera connaître la loi jusqu'à 300 et ainsi de suite; cela revient, en résumé, à comparer successivement les compressibilités de deux masses gazeuses dont l'une supporte toujours 100^{atm} de plus que l'autre. Je suis dès aujourd'hui en possession de tous les appareils nécessaires pour réaliser ces expériences, dont j'aurais pu me contenter à la rigueur; mais j'ai préféré, malgré les difficultés que je savais avoir à vaincre, opérer d'abord par la méthode directe dans des limites de pression aussi étendues que cela me serait possible, et j'ai été assez heureux pour pouvoir atteindre ainsi régulièrement la pression de 430^{atm}.

Mes premières tentatives datent de juin 1878. Mon appareil avait été installé dans l'un des puits jumeaux de la Bérandière, près Saint-Étienne, que M. Devilaine, directeur de la Compagnie, avait bien voulu mettre à ma disposition. Le tube d'acier creux avait été placé sur une longueur de 290^m; malheureusement, à la suite d'un accident, il a été arraché et avarié sur une longueur de plus de 80^m. Du reste, la galerie dans laquelle la pompe avait été installée était tellement peu praticable, malgré les précautions qu'on avait prises, qu'il eût été impossible d'y opérer dans des conditions convenables.

De retour à Lyon, j'ai obtenu du génie militaire l'autorisation de m'installer le long de l'escalier conduisant du parc d'artillerie du quai Fulchiron au fort Saint-Just; là j'ai pu, en m'élevant jusque dans les arbres situés au-dessus de la batterie du fort, atteindre une différence de niveau

de 82^{m}, soit 108^{atm}. Ces expériences ont été publiées au mois de septembre 1878.

Au mois de janvier suivant, M. Cailletet faisait connaître les résultats qu'il venait d'obtenir avec le gaz azote au puits artésien de la Butte-aux-Cailles; il avait atteint une pression de 240^{atm}.

Enfin (au mois de février de la même année 1879), j'ai publié les résultats de mes expériences du puits Verpilleux; elles portaient aussi sur l'azote et avaient été poussées jusqu'à 430^{atm}.

Le puits Verpilleux est situé à Méons, près Saint-Étienne; il est circulaire; sa profondeur totale est de 400^{m} environ. Il a été gracieusement mis à ma disposition par M. Villiers, directeur de la Compagnie des houillères de Saint-Étienne, que je prie de recevoir ici l'expression de mes remercîments. J'y ai installé mon appareil à l'entrée d'une galerie non exploitée qui débouche à 327^{m} au-dessous de la gueule du puits. Cette galerie est terminée en cul-de-sac; l'air n'y circule pas : il serait même dangereux de s'y aventurer un peu loin, car bientôt les lumières s'éteignent et la respiration devient difficile. Grâce à ces circonstances, la température y est parfaitement constante, condition précieuse pour le succès des expériences.

Une disposition spéciale du puits Verpilleux a rendu assez facile la pose du tube d'acier : il règne en effet sur toute sa profondeur, scellé aux parois, un gros cylindre de tôle épaisse servant à l'aération des galeries inférieures; ce cylindre est formé de bouts de 4^{m} réunis par des joints formant des rebords en saillie, auxquels il a été facile de fixer le tube tous les 12^{m} au moyen de doubles pinces en fer.

La partie la plus pénible du travail a été la détermination du niveau du mercure aux différentes stations du puits, qui n'est pas encore guidé; il a fallu disposer à chaque station des crampons pour amarrer la benne dans une position convenable. M. Buisson, ingénieur chargé des tra-

vaux du puits, a bien voulu se charger lui-même de cette partie des expériences; je le prie de recevoir ici mes bien sincères remercîments.

J'ai fait au puits Verpilleux six séries d'expériences comprises entre 75^{atm} et 430^{atm}, et dont les résultats ont présenté une concordance aussi grande qu'on pouvait le désirer.

Les pressions inférieures, de 26 à 80^{atm}, ont été étudiées à la colonne des eaux de Lyon, que M. Pinet, directeur de la Compagnie, a eu l'obligeance de mettre à ma disposition; j'y ai fait sept séries d'expériences, cinq avec l'azote et deux avec l'air atmosphérique.

Après avoir ainsi déterminé la compressibilité de l'azote entre les limites que je viens d'indiquer, j'ai étudié celle des autres gaz en les comparant à celui-ci par un procédé qui rappelle celui de Pouillet, quoique l'appareil que j'ai fait construire diffère essentiellement de celui de ce physicien. Ces dernières expériences ont été faites à Lyon, dans mon laboratoire; elles ont été poussées jusqu'à 400^{atm} et ont porté sur les gaz suivants : air, oxygène, hydrogène, oxyde de carbone, formène, éthylène.

Les instruments qui ont servi au travail que je vais exposer ont été construits entièrement sous mes yeux, dans l'atelier annexé à mon service, et dont les ouvriers sont dirigés par M. Bénévolo, à l'habileté duquel je dois d'avoir eu à ma disposition des appareils construits avec une rare perfection; c'est certainement grâce à ces conditions exceptionnelles que j'ai pu mener mon travail à bonne fin.

Je décrirai d'abord l'appareil avec lequel j'ai opéré au puits Verpilleux et à la colonne des eaux, et je ne craindrai pas d'entrer dans quelques détails relativement à leur construction et à leur fonctionnement, par cette raison qu'on trouve difficilement, soit dans les Traités de Physique, soit dans les Mémoires originaux, des renseigne-

ments pratiques relatifs aux appareils destinés à fonctionner sous de fortes pressions.

Quant à l'appareil qui a servi à étudier les autres gaz, je n'en dirai que quelques mots, ayant l'intention de le décrire en détail dans un prochain Mémoire.

COMPRESSIBILITÉ DU GAZ AZOTE.

Description de l'appareil.

L'appareil est formé de trois parties bien distinctes : la pompe et son réservoir à mercure, la pièce qui porte le manomètre, le tube d'acier creux qui s'élève dans le puits.

La pompe a été travaillée dans un bloc cylindrique de bronze de $0^m,28$ de diamètre et formant comme le couvercle du réservoir; elle puise, non pas l'eau, mais la glycérine, dans un vase G vissé au bloc même; j'ai été très satisfait de l'emploi de ce liquide, qui, tout en graissant continuellement les diverses parties de la pompe, ne risque pas d'introduire de l'humidité dans le mercure.

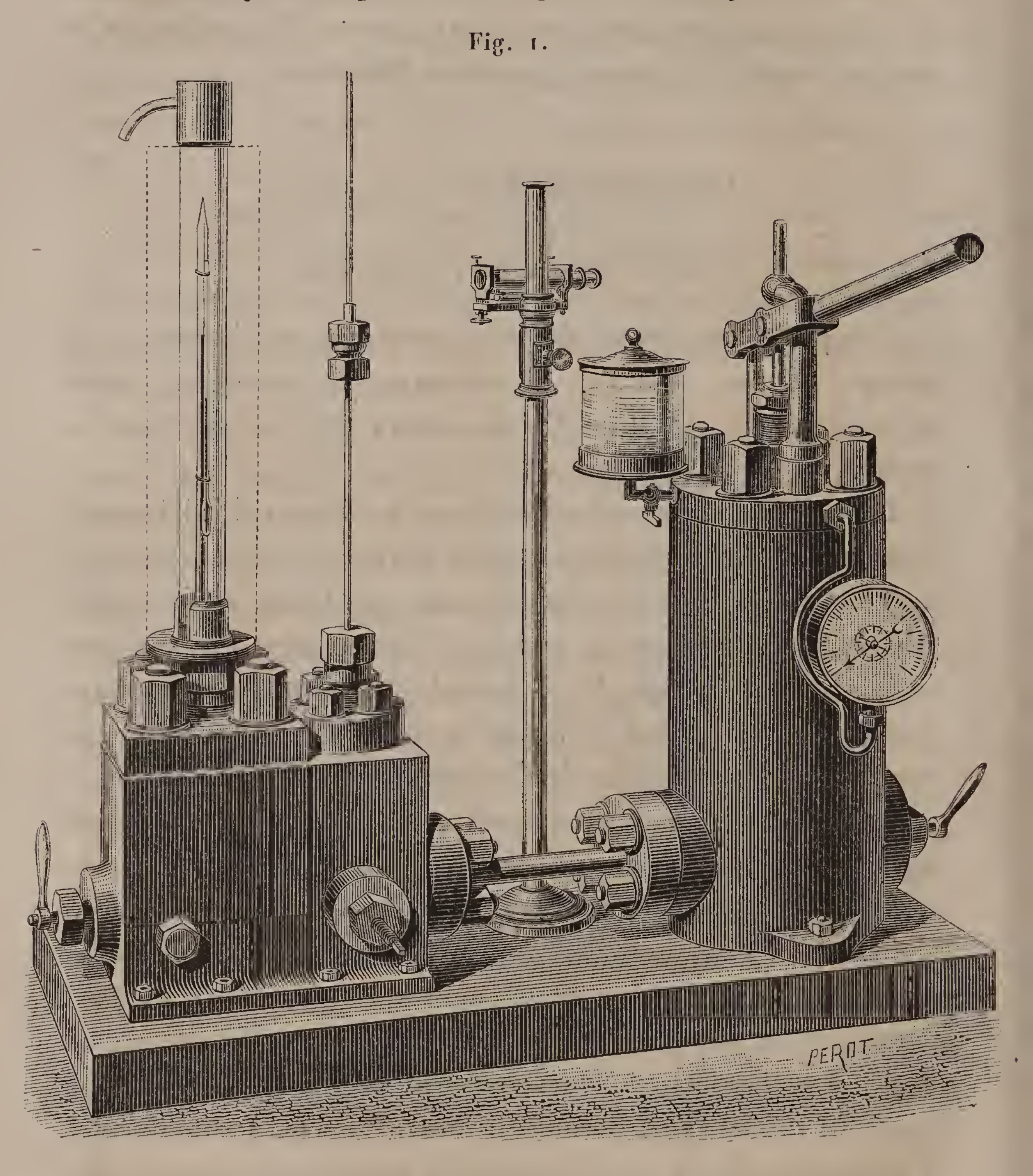
Les deux soupapes coniques S et S', également en bronze, sont terminées inférieurement par des tiges triangulaires, qui les guident en se mouvant dans les cavités cylindriques où elles sont logées, tout en y laissant facilement passer le liquide; on les démonte en dévissant les deux boulons creux qui les recouvrent et dans lesquels sont logés les ressorts qui les appuient sur leurs sièges; elles ouvrent toutes deux de bas en haut. On voit facilement, à l'inspection de la *fig.* 2, le trajet que suit le liquide débouchant dans le réservoir par le conduit ponctué.

L'aspiration et le refoulement sont produits par un cylindre plongeur en acier de $0^m,012$ de diamètre et de $0^m,05$ de course; la *fig.* 1 montre le dispositif adopté pour le mouvoir et le guider; pendant les expériences, on allonge

le bras de levier moteur au moyen d'un long tube en fer creux.

Le bloc cylindrique dans lequel sont noyés les détails

Fig. 1.

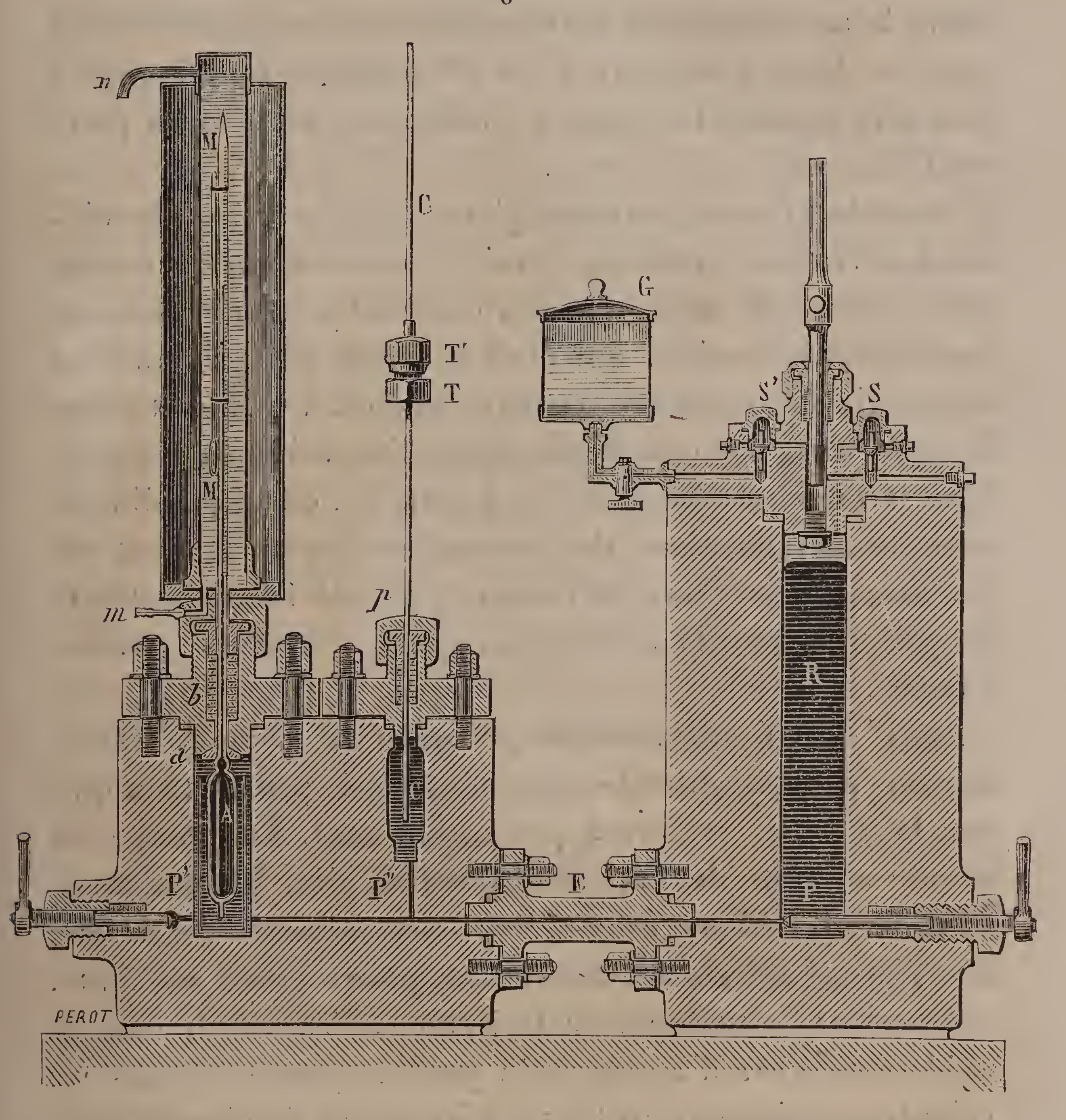


de la pompe est fixé au réservoir par quatre boulons à prisonniers, de $0^m,032$ de diamètre; le joint est à escalier. Cette disposition a été adoptée pour tous les joints analogues.

Le réservoir est en fonte très serrée. C'est un cylindre

de $0^m,07$ de diamètre intérieur; ses parois ont une épaisseur de $0^m,10$ et sa capacité est de $1^{lit},5$; l'intérieur a été alésé au tour; à sa base il est traversé par un pointeau

Fig. 2.



long, muni d'un côté d'une boîte à cuirs et venant de l'autre, en P, ouvrir ou fermer l'orifice qui met la pompe en communication avec le reste de l'appareil.

La pièce qui porte le manomètre est un bloc parallélépipédique également en fonte; elle est creusée de deux cavités : dans l'une, qui est restée brute, vient aboutir l'extrémité du tube d'acier; dans l'autre, qui est cylindrique

et alésée, plonge le réservoir du manomètre. Ces cavités sont réunies par des conduits de $0^m,004$ de diamètre, creusés de façon qu'un pointeau, placé en regard de la bifurcation en P″, ouvre ou ferme la communication entre le manomètre et le tube d'acier; il est facile de voir que les deux pointeaux P et P″ peuvent fonctionner à peu près comme le ferait un robinet à trois voies placé en P″.

Au début j'avais, en effet, placé à la bifurcation un robinet à trois voies; sa clef, qui avait $0^m,05$ de diamètre moyen, avait été rodée avec un soin extrême pendant plusieurs jours dans sa douille, qui était devenue polie comme un miroir; le serrage se faisait, au moyen d'un collier et d'une boîte à cuirs, par cinq boulons que l'on voit encore *fig.* 1. Malgré tous les soins que l'on a pris, il a été impossible de tenir le mercure sous de fortes pressions en laissant à la clef assez de jeu pour la tourner; j'ai dû faire construire un pointeau dans la clef même, qui a été alors serrée à demeure.

En P′ on voit un troisième pointeau qui permet de faire tomber la pression et de vider l'appareil par un trou qui, sur la *fig.* 1, est fermé par un boulon. La pompe est réunie au reste de l'appareil par une pièce F, boulonnée dans les deux blocs; ceux-ci sont eux-mêmes fixés sur un fort plateau de chêne, monté sur quatre galets en fonte, permettant de transporter facilement l'appareil, dont le poids total est d'à peu près 700^{kg}; quatre grosses vis calantes, également en fonte, permettent de placer le manomètre bien verticalement. Dans la figure, j'ai fait supprimer les galets et les vis calantes, qui ne sont point nécessaires pour comprendre le fonctionnement de l'appareil.

Le manomètre en cristal qui renferme le gaz à comprimer a à peu près $0^m,001$ de diamètre intérieur et $0^m,010$ extérieurement. La partie divisée et visible a une longueur de $0^m,50$; elle est terminée par une pointe effilée très

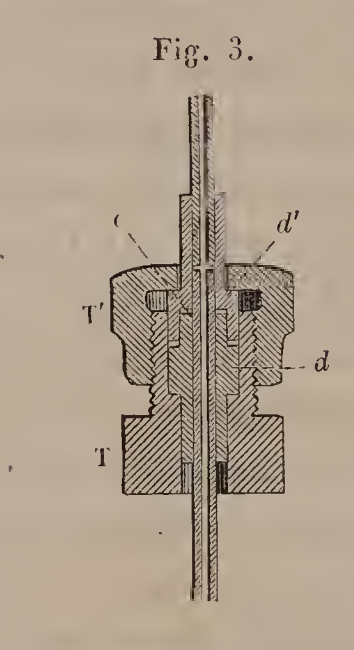
longue et tout à fait capillaire. Le réservoir cylindrique qui est à la partie inférieure plonge, non pas directement dans la cavité du bloc, mais dans un petit seau de fer qui descend librement dans celle-ci, maintenu seulement dans l'axe par trois petits ressorts latéraux; on verra plus loin le but de cette disposition.

Le manomètre de cristal n'est pas mastiqué dans la pièce qui le porte; il est engagé par le haut dans une boîte à cuirs un peu longue; à la partie inférieure il traverse un cuir *h* tourné et moulé sur la pièce, et contre lequel il vient butter par un renflement soufflé au-dessus du réservoir A. Ce renflement appuie d'autant plus énergiquement contre le cuir, et celui-ci contre la fonte, que la pression est plus forte, et, quand l'appareil a été monté avec soin, il arrive en général qu'après les expériences on ne trouve pas une goutte de mercure même dans les premières rondelles de la boîte à cuirs. Grâce à cette disposition, le manomètre peut être monté et démonté rapidement; en général, on peut l'enlever sans retirer les cuirs : il suffit pour cela que le tube ait été choisi légèrement et régulièrement conique. L'écrou de la boîte à cuirs porte une plate-forme circulaire en bronze, munie de deux pas de vis concentriques : sur l'un on visse la monture du manchon de verre dans lequel doit circuler un courant d'eau arrivant par la tubulure *m* et se déversant en *n*; l'autre sert à fixer un cylindre de sûreté en cuivre, portant deux fenêtres étroites suivant deux génératrices opposées. L'une de ces fenêtres, de $0^m,02$ de largeur, permet de faire les lectures avec le viseur; l'autre, un peu plus large, porte un écran dépoli qu'on éclaire et sur lequel se projettent très nettement le mécanisme et les divisions du manomètre.

Le tube d'acier qui s'élève jusqu'à la gueule du puits a $0^m,002$ de diamètre intérieur et $0^m,005$ de diamètre extérieur; il est formé de bouts de longueurs variables, qui ne dépassent pas 25^m; ces bouts sont réunis par des rac-

cords représentés *fig.* 3 et 4. Dans la *fig.* 3 le joint est fait, dans l'autre les deux bouts sont séparés. Les deux pièces *d* et *d'* sont en fer; les bouts du tube y sont vissés et brasés. Le bout brasé, dans la pièce *d*, présente une partie débordant l'extrémité et qui entre exactement dans le vide correspondant de la pièce *d'*, de telle sorte que la rondelle de cuir *c*, destinée à faire le joint, ne puisse obstruer le tube. Enfin, les deux moitiés *d* et *d'* du raccord sont forte-

Fig. 3.



ment serrées l'une contre l'autre par un double écrou de bronze TT'.

Ces raccords se montent et se démontent facilement et rapidement, tout en formant un joint parfaitement hermétique. Le premier d'entre eux se voit sur les *fig.* 1 et 2, à quelques décimètres de la naissance du tube d'acier; il a un usage spécial qu'on verra plus loin.

Le premier bout du tube d'acier est retenu, au moyen d'une boîte à cuirs dont on voit les détails sur la coupe, dans une pièce de fonte fixée au bloc par quatre écrous.

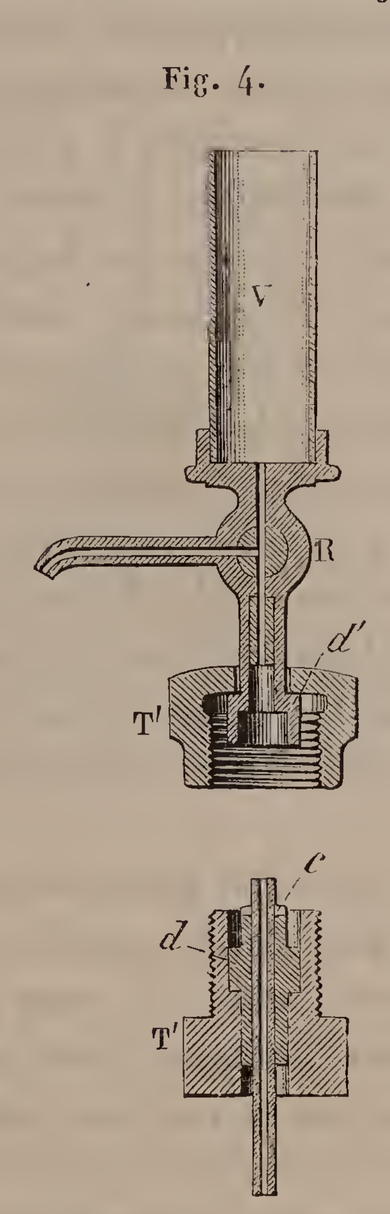
Enfin on voit sur la *fig.* 1 le viseur servant à faire les lectures; je n'ai pas cru nécessaire de faire dessiner la lampe qui éclaire l'écran, ni son support.

J'entrerai maintenant dans quelques détails pratiques relativement à la construction des divers joints, raccords,

pointeaux, boites à cuirs qui entrent dans la construction de l'appareil.

On remarquera d'abord qu'il n'y a aucune pièce mastiquée, pas même le manomètre en cristal. Tous les joints sont faits avec des rondelles de cuir imprégnées à chaud de cire ou de suif suivant les cas. Les joints qui présentent

Fig. 4.



une surface un peu considérable sont faits au moyen de boulons à prisonniers, généralement au nombre de quatre; ces prisonniers ont été vissés dans les blocs chauds; la fonte se resserrant par le refroidissement, il serait peut-être impossible aujourd'hui de les dévisser.

Pour tous les joints sans exception, les rondelles de cuir sont encastrées de manière à ne pouvoir s'élargir en

s'aplatissant; en prenant cette précaution, souvent négligée même dans des appareils de construction récente, le cuir, au lieu de s'aplatir indéfiniment en s'élargissant, se moule sur les parois, devient dur comme de la corne et forme un joint excellent.

Une autre précaution à prendre pour les joints difficiles et délicats est de ne jamais presser les cuirs par un écrou portant directement dessus; cette précaution est encore plus généralement négligée que la première. Si l'on examine la disposition des boîtes à cuirs de la pompe ou du manomètre en cristal, on verra que la pression exercée par l'écrou est transmise à la première rondelle par l'intermédiaire d'un cylindre de fer très exactement ajusté et qui descend, sans tourner, bien parallèlement à ses génératrices; de cette façon les rondelles, d'abord, se trouvent également foulées, puis elles ne subissent pas de torsion, qui peut non seulement, en les déchirant et en déformant leur trou, empêcher le joint d'être hermétique, mais encore tordre la pièce qui les traverse, la guider en dehors de l'axe et même la casser si elle est en cristal comme le manomètre.

Pour les boîtes à cuirs des pointeaux P, P′, P″, qui demandent moins de précaution, on s'est contenté de placer sur la première rondelle de cuir une rondelle épaisse de fer bien ajustée. Pour les joints plats de surface considérable, la torsion des cuirs est évitée, puisque l'on serre avec plusieurs boulons.

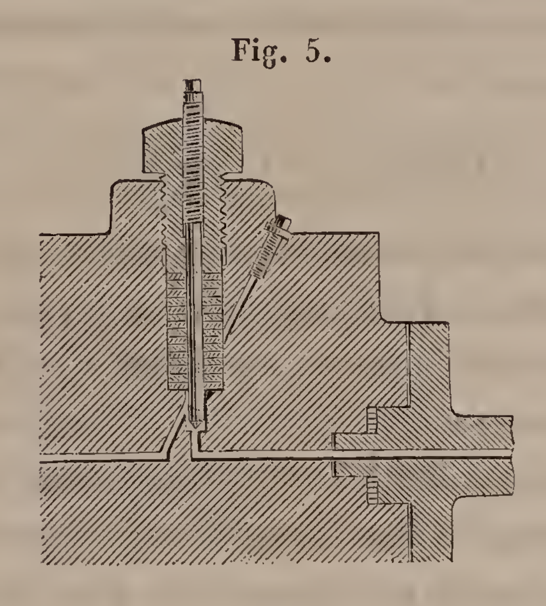
Il ne faut pas, du reste, perdre de vue que tel joint qui tient parfaitement l'eau, l'huile ou la glycérine sous de très fortes pressions laisse passer le mercure sous des pressions bien moins considérables.

Relativement à la fermeture des pointeaux, on remarquera que leur extrémité, terminée par un cône de 90°, n'est point rodée comme on le fait généralement dans l'orifice qu'elle ferme; elle n'est point non plus garnie de

cuir : elle vient simplement butter contre l'arète vive circulaire du trou.

L'ajustage de ces pointeaux demande beaucoup de soin ; le trou à boucher et le plan de son arête circulaire doivent être travaillés au tour avec des mèches guidées par l'écrou même qui plus tard doit porter le pointeau et dont une partie est dépourvue de filet intérieur ; c'est cette partie, d'un diamètre plus petit que celle qui porte le pas de vis, qui dirige les mèches pendant la construction et, plus tard, le pointeau quand il est monté ; de cette façon l'axe

Fig. 5.



du trou se confond avec celui du pointeau, et cet axe est parfaitement normal au plan de l'orifice ; dans ces conditions, la fermeture se fait très hermétiquement par la simple application du cône contre les bords de l'orifice, sans rodage ni cuirs.

Quand il s'agit d'interrompre le trajet du mercure dans un canal pour isoler deux parties d'un appareil, la fermeture par un pointeau offre quelques difficultés sous de fortes pressions ; il est impossible de couper normalement le canal par un pointeau conique, comme cela peut se faire pour des pressions modérées et avec un liquide autre que le mercure. Il faut alors adopter une disposition de canaux analogue à celle représentée *fig.* 5, qui se comprend à première vue : la brisure du canal rectiligne con-

duit à la fermeture d'un simple orifice, comme dans le cas des pointeaux P ou P', c'est-à-dire à la disposition dont il vient d'être question plus haut.

Enfin j'indiquerai, en terminant, une dernière précaution : autant que possible il ne faut jamais, quand le liquide est du mercure, resserrer un joint qui fuit sous forte pression. D'abord on risque de casser les pièces; ensuite il est difficile d'arrêter le mercure quand il a commencé à s'infiltrer entre les cuirs. Il faut alors laisser tomber la pression avant de resserrer ou, mieux encore, refaire le joint, en enlevant strictement tout le mercure qui s'y était introduit.

Marche des expériences.

La marche suivie dans les expériences ayant été la même soit à Saint-Étienne, soit à Lyon, je supposerai qu'il s'agisse de celles faites au puits Verpilleux, qui sont les plus importantes.

L'appareil ayant été mis en place, calé, nettoyé et desséché, on commence par remplir à peu près de mercure le réservoir R, on verse par-dessus un peu de glycérine jusqu'au cuir du joint, on boulonne la pompe, on place et remplit de glycérine le réservoir G, et l'on amorce la pompe, ce qui nécessite généralement qu'on dévisse l'une des soupapes pour faire sortir l'air; on ouvre le pointeau P, et, P'' étant fermé, on pompe jusqu'à ce que le mercure se montre au premier raccord TT', qui avait été défait; on visse alors à la place de T' une pièce semblable formant bouchon.

Cela fait, on monte le manomètre de cristal tout chargé de gaz dans la pièce qui le porte; on place le petit seau, qu'on a légèrement chauffé et rempli de mercure sec et pur; on verse aussi du mercure entre lui et les parois de la cavité. On apporte le manomètre de manière à noyer la pointe dans le mercure, on casse cette pointe, on finit

de descendre le manomètre et on boulonne la pièce; le plus souvent, au lieu de casser la pointe, on a opéré ainsi qu'il sera dit plus loin.

On procède alors à une opération qui demande quelque habitude : c'est le coïnçage du manomètre dans sa garniture. Pour cela, ouvrant P et P″, on pompe du mercure qui, arrêté en T, vient remplir le réservoir et se montre bientôt à la naissance de la tige graduée; on continue alors à pomper avec beaucoup de précaution, et, la pression augmentant, le manomètre glisse dans les rondelles de la boîte à cuirs, qui a été modérément serrée d'abord; il monte ainsi par soubresauts très visibles, et le renflement situé au-dessus du réservoir vient se mouler fortement contre le cuir *h*. Quand le joint est suffisamment fait, on resserre la boîte à cuirs et on fait tomber la pression jusqu'à ce que le mercure s'arrête aux premiers traits de la division.

En opérant ainsi, le réservoir se trouve à peu près exclusivement rempli par le mercure provenant du petit seau, qu'il avait été plus facile d'introduire plus sec que celui qu'on verse directement dans l'appareil, et, comme désormais le mercure ne rétrogradera plus dans le réservoir, il ne pourra se mélanger avec celui des autres parties de l'appareil; on conserve ainsi le gaz parfaitement sec. Maintenant fermons le pointeau P″, enlevons le bouchon qui remplace T′ et replaçons le tube d'acier; plaçons un thermomètre contre la tige du manomètre, ce qui se fait simplement au moyen de deux petites rondelles coupées dans un tube de caoutchouc; il ne reste plus qu'à visser le manchon de verre et le cylindre de sûreté, à disposer la lampe sur son support et à mettre *m* en communication avec le réservoir d'eau; l'appareil est prêt à fonctionner.

Ces opérations demandent beaucoup de soin et de temps. Au puits Verpilleux, qui était mis à ma disposition le dimanche, nous les faisions le samedi; les expériences commençaient le lendemain matin et duraient toute la journée.

L'appareil passait donc toute la nuit à la pression sous laquelle elles devaient commencer, le mercure étant resté à la naissance de la tige du manomètre ; le rapport des volumes de la tige et du réservoir était tel que cette pression fût produite précisément par la colonne de mercure quand celui-ci aurait été refoulé jusqu'au raccord du tube d'acier qui devait marquer la première station du puits.

Voici maintenant comment les expériences étaient conduites. On commençait par faire circuler l'eau dans le manchon ; cette eau arrivait de tonneaux disposés au-dessus de l'appareil quinze jours d'avance : on réglait sa vitesse avec un robinet jusqu'à obtenir une température suffisamment constante. Pendant ce temps, un opérateur et un aide s'élevaient dans la benne jusqu'à la première station, après s'y être convenablement amarrés, défaisaient le raccord TT′ et vissaient à la place de l'écrou supérieur un écrou semblable portant une pièce en fer munie d'un robinet à trois voies et terminé par un tube de verre (*fig.* 4), puis envoyaient un signal en bas indiquant qu'on pouvait refouler le mercure. Alors le pointeau P″ étant toujours fermé, c'est-à-dire interceptant la communication avec le manomètre en cristal, on pompait jusqu'à ce que l'opérateur de la benne, voyant arriver le mercure dans le tube en verre, envoyât un nouveau signal pour qu'on cessât de pomper ; il réglait alors le niveau du mercure, soit en en versant, soit en en retirant avec le robinet, sur un repère tracé d'avance sur un fil d'acier tendu librement par un poids et régnant sur toute la longueur du puits.

Pendant ce temps, l'opérateur de l'appareil ou un de ses aides ouvrait le pointeau P″ pour que l'équilibre s'établît, et suivait avec le viseur les indications fournies par le manomètre et le thermomètre ; quand ces indications étaient devenues parfaitement constantes, il les enregistrait et envoyait un signal à l'opérateur du puits, qui refaisait le raccord du tube, et montait à la station suivante recom-

mencer la même opération. En même temps, cet opérateur enregistrait les indications fournies par les thermomètres échelonnés dans le puits, afin qu'on pût ramener à zéro les colonnes de mercure.

Dans mes premières expériences j'avais fait installer des sonneries électriques à l'appareil et à chaque station, mais je les ai fait supprimer. Au puits Verpilleux, les signaux se faisaient simplement en frappant un nombre de coups convenu sur le cylindre de tôle servant à l'aération et qui portait le tube d'acier. Il paraît difficile de se faire arrêter dans le puits exactement en regard de chaque station ou des thermomètres; mais cela ne présente aucune difficulté aux personnes habituées à ces manœuvres.

La mesure des hauteurs des diverses stations se faisait sans difficulté au moyen du fil d'acier tendu; celui-ci passait sur une poulie placée à la gueule du puits, puis s'enroulait sur un petit treuil au moyen duquel on le retirait en le faisant glisser sur une règle horizontale divisée de 10^{m}; les distances des traits successifs se trouvaient par conséquent prises, pendant que le fil supportait la même tension que dans le puits. Le repère inférieur avait été réglé sur une marque faite à la paroi du puits au niveau du zéro du manomètre, et il a été tenu compte pour chaque lecture de la division à laquelle le mercure était monté dans celui-ci.

Résultats. — Approximation numérique sur laquelle on peut compter.

J'examinerai maintenant la grandeur probable des erreurs qu'on a pu commettre et qui proviennent d'un assez grand nombre de causes que j'indiquerai successivement.

1° *Mesure des hauteurs de la colonne de mercure.* — Je ferai remarquer d'abord qu'il n'y a pas lieu de craindre les interruptions dans la colonne de mercure malgré le

petit diamètre du tube, le liquide étant refoulé de bas en haut.

Comme il n'y a aucune difficulté à amener le niveau du mercure en regard des repères du fil tendu, il n'y a qu'à considérer l'exactitude de la mesure de ce fil; cette mesure a été répétée plusieurs fois, et l'on arrive aux mêmes résultats à $0^m,02$, $0^m,03$ et $0^m,04$ près pour les plus grandes longueurs comptées depuis le repère inférieur. Il est vrai que le fil, étant mesuré en dehors du puits, n'avait plus la même température que dans celui-ci; mais la correction se fait facilement, et l'on peut sans peine se convaincre de la petitesse de l'erreur qu'elle peut faire commettre.

La réduction des hauteurs à zéro offre un peu plus de difficultés, la température du puits ayant varié en général de 6° sur toute son étendue; cependant, comme en chaque point elle est sensiblement constante pendant chaque série d'expériences, j'ai pu la déterminer exactement au moyen de thermomètres échelonnés tous les 30^m à peu près; avec ces données, en effet, j'ai construit une courbe régulière qui m'a fourni les températures intermédiaires avec une exactitude suffisante.

Une erreur de 1° sur toute la longueur de la colonne produirait une différence d'à peu près $0^m,06$. Admettons que cette erreur s'ajoute à celle de la hauteur et portons même à $0^m,10$ l'erreur possible (pour les 337^m): le rapport $\frac{pv}{p'v'}$ conserverait encore trois décimales exactes; l'erreur serait à peu près de $0^m,0004$.

2° *De la température des gaz.* — Il y a ici une cause d'erreur contre laquelle on ne saurait prendre trop de précautions : le coefficient de dilatation des gaz n'étant pas connu sous de fortes pressions, toute correction portant sur des variations de plusieurs degrés, par exemple, serait absolument incertaine; j'ai donc dû faire tous mes efforts pour rendre ces corrections aussi insignifiantes que pos-

sible. Comme je l'ai déjà dit, la constance de la température de la galerie était, à ce point de vue, une condition précieuse, et les tonneaux d'eau, remplis quinze jours avant les expériences, avaient eu parfaitement le temps de prendre la température ambiante ; aussi les variations enregistrées pendant une même série ont rarement dépassé 0°, 2 ; dans l'une des séries (de 127^atm à 430^atm), elle n'a été que de 0°, 03.

Une correction portant sur $\frac{1}{10}$ de degré entraîne dans la valeur de $\frac{pv}{p'v'}$ une différence de plusieurs dix-millièmes ; pour 0°, 03 la correction est fort petite, et l'erreur possible insignifiante dans tous les cas.

3° *De l'appréciation des volumes et du jaugeage des manomètres.* — C'est peut-être ici la cause d'erreur la plus considérable. Il m'était impossible de donner une grande longueur aux manomètres, qui n'eussent plus présenté la résistance suffisante ; j'ai dû réduire la partie divisée à 0^m, 50. Pour remédier à cet inconvénient, les expériences ont été faites avec trois manomètres, de manière à diviser en trois séries l'échelle des pressions à parcourir ; de cette façon le gaz a toujours occupé, lors des plus fortes réductions de volume, le tiers de la tige du manomètre, soit à peu près 150 divisions en millimètres.

La lecture des divisions se faisant au viseur, il est certain que, si ce n'est la déformation que peut subir le ménisque et la petite erreur due à la réfraction, la lecture peut se faire avec un peu d'habitude à $\frac{1}{10}$ de division, surtout si l'on a soin de diviser chaque millimètre en deux avec le fil du réticule ; mais il faut tenir compte de l'erreur du jaugeage, qui est certainement aussi considérable. Malgré toutes les précautions que j'ai prises, je ne crois pas pouvoir répondre pour l'estimation définitive du volume de plus d'un tiers de division, ce qui entraînerait pour les cas les plus défavorables une erreur d'à peu près $\frac{2}{1000}$.

Voici comment les manomètres ont été jaugés. La tige divisée était remplie de mercure par aspiration, puis placée sur l'appareil de Regnault à calibrer les tiges de thermomètre ; on faisait une marque à l'encre à $0^{m},001$ du bout de la pointe effilée; puis, soufflant par l'autre bout au moyen d'un tube de caoutchouc et à travers un tube à chlorure de calcium, on amenait l'extrémité de la colonne jusque sur le trait de la pointe et on lisait sur la division la position du mercure à l'autre bout; alors, soufflant un peu fort, on faisait sortir du mercure par la pointe, on pesait ce mercure, on ramenait de nouveau l'extrémité de la colonne sur le trait à l'encre, et on lisait la nouvelle position du ménisque; on avait ainsi le poids du mercure correspondant à une longueur donnée de la tige ; on continuait de même en pesant à chaque fois tout le mercure sorti afin de ne pas accumuler les erreurs de pesées qui se faisaient au demi-milligramme.

On avait ainsi tous les éléments nécessaires pour construire une Table de jaugeage, mais j'ai pris une précaution qui a dû augmenter de beaucoup la précision : le manomètre, qui avait déjà été jaugé avant les expériences, l'était de nouveau après, et cette fois on avait soin de prendre pour points de jaugeage les divisions mêmes où le mercure s'était arrêté pendant les expériences, à peu de chose près. Il est évident que les volumes déterminés avec ces données sont plus exacts que ceux pris dans la Table à des distances plus grandes des points de jaugeage.

Il a été tenu compte du reste de la position qu'occupait le ménisque pendant le jaugeage et pendant l'opération, ce qui n'offre aucune difficulté; il suffit de déterminer approximativement la flèche de celui-ci.

Je ferai remarquer enfin que le gaz, une fois renfermé dans la tige du manomètre, n'a plus jamais rétrogradé dans le réservoir ; j'ai évité ainsi l'erreur pouvant provenir de ce que de petites bulles gazeuses peuvent rester adhé-

rentes aux parois du réservoir ou la colonne se diviser dans la partie non visible de la tige du manomètre.

Il existe encore plusieurs autres causes d'erreur qu'il est plus difficile de chercher à estimer. On peut se demander d'abord si la pression s'exerce aussi librement dans des tubes de petit diamètre que dans des tubes de plus large section. Je me suis assuré que quand les tubes sont propres le mercure circule très librement. J'en ai fait des vases communicants en les plaçant du haut en bas d'une maison; le mercure s'y est toujours bien équilibré. Du reste, en supposant qu'il y ait une légère perte de pression, cette perte doit être proportionnelle à la hauteur de la colonne, puisque le manomètre était droit sur toute la longueur du puits. Dès lors les rapports des pressions ne sauraient être sensiblement modifiés, et par conséquent les valeurs du rapport $\frac{pv}{p'v'}$; l'erreur commise consisterait seulement à attribuer une certaine valeur de ce rapport à des limites de pression légèrement différentes de celles qu'il faudrait prendre. Supposons, pour fixer les idées, que les pressions soient diminuées de $\frac{1}{100}$, ce qui ne me paraît pas probable, il est bien évident que la compressibilité moyenne de l'azote entre 100^{atm} et 200^{atm} par exemple ne peut pas différer beaucoup de ce qu'elle est entre 101^{atm} et 202^{atm}; il est même très probable que l'erreur que l'on peut commettre n'est pas appréciable à l'expérience.

On ne peut pas non plus, dans l'état actuel de la Science, tenir compte de la compressibilité du mercure ni de la déformation du manomètre, qui doit être fort petite.

Enfin il serait difficile de dire quelque chose de bien précis relativement à la condensation possible du gaz sur les parois.

Dans son Traité de la *Théorie mécanique de la chaleur*, Dupré arrive à ce résultat que le poids du fluide dissimulé par centimètre carré est proportionnel à la pression et en raison inverse du binôme de dilatation; il en conclut que,

dans les expériences où le gaz est comprimé dans un espace cylindrique, l'erreur doit être peu appréciable, parce que, à cause de la diminution proportionnelle de la surface libre, le poids du gaz dissimulé reste le même quand la pression augmente. Quoi qu'il en soit, il serait intéressant de comparer les indications fournies par des manomètres à gaz comprimé de diamètres de plus en plus petits; c'est du reste ce que je me propose de faire.

En résumé, on voit que les causes d'erreur probables ne paraissent guère en moyenne dépasser séparément une unité du troisième ordre décimal; on ne peut certainement pas compter sur l'exactitude du chiffre des millièmes, mais je ne pense pas qu'il puisse être très fortement erroné.

En général, les résultats des séries correspondant aux mêmes limites de pression ont montré des divergences beaucoup moins grandes; elles n'ont atteint qu'une seule fois $\frac{1}{1000}$. Mais il faut bien remarquer qu'il y a un certain nombre de causes d'erreur communes à ces résultats, qui n'ont pu par conséquent produire aucune divergence, par exemple l'erreur du jaugeage, celle de la réfraction et de la déformation de la tige pour toutes les expériences faites avec un même manomètre; il en est de même de l'erreur pouvant provenir de la mesure des hauteurs, notamment pour les trois premières séries d'expériences, où, par suite de la constance de la température, j'ai été conduit à adopter les mêmes hauteurs pour les trois séries: il est arrivé en effet que pour les séries en question les différences numériques n'ont dépassé qu'une fois 0,0005 Il faudrait donc bien se garder de déduire de cette concordance l'approximation définitive sur laquelle on peut compter. La régularité des courbes peut encore fournir à ce sujet d'excellentes indications.

Pour établir le Tableau de l'ensemble des résultats, il a fallu raccorder les séries obtenues avec les trois manomètres. Pour éviter autant que possible les erreurs dues aux interpolations, par calculs ou par courbes, j'ai com-

mencé chaque série à une pression peu différente de celle qui termine la précédente ; ainsi la seconde série s'arrêtait à $96^{m},698$ et la troisième commençait à $96^{m},441$. Si ces deux pressions étaient rigoureusement égales, il suffirait de multiplier tous les produits pv de la troisième série par un facteur rendant le premier de ces produits identique au dernier de la seconde série. Dès lors il a suffi d'interpoler pour arrêter la seconde série à $96^{m},441$ au lieu de $96^{m},698$.

La première série a été raccordée de la même façon à la seconde. Les pressions différaient davantage, ce qui avait moins d'importance, parce que sous ces pressions le produit pv varie lentement ; du reste, comme les séries empiétaient de 7^{m} l'une sur l'autre, le raccordement a pu se faire en deux points, ce qui a conduit sensiblement aux mêmes nombres.

Voici le Tableau général des résultats pour l'azote :

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Produits pv.	Pressions en atmosphères.	Pressions calculées.	Différences.
20,740	50989	27,289	27,289	0,000
35,337	50897	46,496	46,580	+ 0,084
47,146	50811	62,034	62,251	+ 0,217
55,481	50857	73,001	73,181	+ 0,188
61,241	50895	80,580	80,728	+ 0,140
69,140	50987	90,975	90,978	+ 0,003
82,970	51226	109,171	108,665	− 0,506
96,441	51602	126,896	125,388	− 1,508
128,296	52860	168,810	162,835	− 5,975
158,563	54214	208,635	196,224	−12,411
190,855	55850	251,127	229,271	−21,855
221,103	57796	290,934	256,669	−34,275
252,353	59921	332,039	282,544	−49,495
283,710	62192	373,302	306,055	−67,247
327,388	65428	430,773	335,707	−95,066

Les deux séries relatives aux hautes pressions, de 75^{atm} à 430^{atm}, ont été obtenues à la même température à deux ou trois dixièmes de degré près, soit en chiffres ronds à 22°.

Les expériences de la colonne des eaux de 24^{atm} à 75^{atm} ont été faites à 15°.

Si la compressibilité de l'azote variait sensiblement entre 15° et 22° aux pressions inférieures, ce qui est peu probable, il y aurait une légère correction à faire, ce qui sera toujours possible plus tard quand la dilatation des gaz aura été étudiée sous ces pressions, ce que j'espère faire sous peu.

Comme on le voit à la dernière colonne, à 430^{atm} il y a 95^{atm} de différence entre la pression déduite de la loi de Mariotte et celle qui a été observée; le volume est alors de près d'un quart plus grand que si la loi était exacte.

Le minimum du produit pv a lieu vers 65^{atm}.

COMPRESSIBILITÉ DES GAZ OXYGÈNE, AIR, HYDROGÈNE, OXYDE DE CARBONE, FORMÈNE, ÉTHYLÈNE.

J'ai déjà indiqué en quelques mots le procédé suivi dans l'étude de ces gaz; je ne donnerai ici qu'une idée succincte de l'appareil, qui sera décrit dans un prochain Mémoire. Il se compose de deux parties bien distinctes : l'une ne diffère de celle qui porte le manomètre dans l'appareil déjà décrit *fig.* 1 et 2 que par des détails de construction; l'autre en est pour ainsi dire une moitié : elle est dépourvue de la cavité d'où part le tube d'acier. Ces deux blocs sont réunis par un canal analogue à F, et le premier est mis en communication avec la pompe comme dans le premier appareil, mais par l'intermédiaire d'un tube long et flexible; chacun d'eux porte un manomètre de cristal avec manchon pour le courant d'eau et cylindre de sûreté. De ces deux manomètres, l'un est toujours chargé d'azote et indique la pression, l'autre contient le gaz à étudier; ils reçoivent la

pression commune d'abord par la pompe jusqu'à ce que le mercure apparaisse dans les tiges graduées; on continue alors à comprimer avec une vis à cylindre plongeur portée par la seconde pièce. La lecture des volumes et des températures se fait encore avec un viseur, mais sans projeter sur un écran éclairé.

Pour déterminer les pressions indiquées par le manomètre à azote, il a fallu déterminer rigoureusement le rapport des volumes du réservoir et de la tige du manomètre, puis la température et la pression exacte sous laquelle le gaz était renfermé au moment où l'on plongeait la pointe dans le mercure. Pour les raisons déjà exposées, je me suis arrangé de façon que les corrections de température fussent extrêmement faibles.

Au début de ces expériences, j'avais pensé qu'il me serait impossible, sous les fortes pressions, d'obtenir une stabilité suffisante des ménisques, car, même sans qu'il y eût de fuite proprement dite, l'absorption lente du mercure par les cuirs et les pores de la fonte m'avait paru devoir apporter de grandes difficultés; pour y remédier j'avais fait construire un réservoir de fonte très résistant, d'à peu près 2^{lit}, qui devait servir de réservoir d'air et régulariser la pression. Ce réservoir était mis en communication avec l'appareil par le tube d'acier correspondant à celui qui s'élevait dans le puits et qui était réduit ici à quelques mètres; on le chargeait d'abord d'air à 30^{atm}, puis on y refoulait le mercure en même temps que dans le reste de l'appareil; vers 400^{atm}, le gaz était réduit à un volume assez petit, il est vrai, mais suffisait encore pour qu'une perte de quelques gouttes de mercure sur tout l'appareil ne fît pas varier sensiblement la pression.

Heureusement l'appareil avait été construit avec tant de soin que l'emploi du réservoir n'a pas été nécessaire; je l'ai supprimé.

Le travail des cuirs et de la fonte produit pendant les

expériences des effets assez curieux : quand la pression vient de recevoir une augmentation considérable, le mercure commence par baisser lentement dans les manomètres, comme s'il y avait une légère fuite, mais bientôt ce mouvement s'arrête ; après une diminution notable de pression, l'effet exactement inverse a lieu ; le mercure remonte, pendant un temps souvent assez long, dans les manomètres. J'ai pu me rendre maître de ces mouvements en soumettant l'appareil à des pressions convenables avant chaque lecture.

Il est probable que ces effets tiennent non seulement au travail de déformation des pièces métalliques, mais aussi à l'absorption lente du mercure par la fonte ; ce mercure y comprime vraisemblablement de l'air dans les pores, et, quand la pression vient à diminuer, cet air se détend et ramène le mercure à la surface. Il est arrivé souvent, en effet, que les portions des pièces de fonte portant les manomètres qui sont en contact avec le mercure ont sué ce liquide pendant longtemps après avoir servi aux expériences. Ces pièces étaient du reste en fonte moins serrée que les blocs ; je les ai fait remplacer par des pièces en fer.

Dans les expériences du puits Verpilleux ou de la colonne des eaux, les effets dont je viens de parler ne pouvaient pas se produire, parce que la pression était réglée par le niveau du mercure au haut de la colonne et que ce niveau ne pouvait subir de variation notable pour quelques gouttes de mercure absorbées par l'appareil. Mais il ne faudrait pas croire que, si quelque fuite sensible se déclarait, il suffirait d'entretenir le niveau constant en versant du mercure ; dans ces conditions, la pression exercée par une colonne en mouvement peut différer d'une façon appréciable de la pression produite par la même colonne à l'état statique : c'est ce que j'ai observé plusieurs fois dans mes essais préliminaires du fort Saint-Just.

L'étude des gaz autres que l'azote, dont il s'agit actuellement, a été faite en deux séries avec deux manomètres ; ces séries ont été, en général, répétées quatre fois, deux fois en montant et deux fois en descendant; comme les expériences se font assez rapidement, j'aurais pu les répéter un plus grand nombre de fois, mais les lectures différaient tellement peu, que j'ai jugé inutile de le faire.

Les Tables de jaugeage et celles donnant pour chaque division du manomètre à azote la pression déduite de la compressibilité de ce gaz ont été calculées au moyen de grandes courbes de plusieurs mètres de développement; elles ont demandé un travail assez long, qui a été vérifié deux fois.

Pour les manomètres renfermant les gaz autres que l'azote, il a suffi d'un jaugeage fait dans les conditions déjà indiquées.

Les deux séries de résultats obtenus pour chaque gaz ont été raccordées comme il a déjà été dit pour l'azote [1].

Les températures auxquelles ces expériences ont été faites sont comprises, en général, entre 18° et 22°. En toute rigueur, le manomètre à azote aurait dû être maintenu à la température à laquelle le gaz avait été étudié, mais je ne pense pas que pour 1° ou 2° de différence (la température ayant été, du reste, très suffisamment stationnaire pendant chaque série) il puisse y avoir une variation notable dans la compressibilité du gaz azote; à la rigueur, les corrections pourraient toujours être faites plus tard, mais elles seraient très probablement illusoires.

J'ai préparé moi-même tous les gaz qui ont été étudiés ; j'indiquerai, à propos de l'azote, les précautions qui ont

---

[1] Dans le Tableau général des résultats que j'ai publié en 1879, une erreur s'est glissée dans le Tableau de l'hydrogène, où, par suite d'une erreur de copie, on avait mis à la suite l'une de l'autre deux séries non raccordées et changé de place l'un des produits.

été prises, en général, pour le remplissage des manomètres.

L'azote a été obtenu en faisant passer l'air purifié au rouge sombre sur une colonne de tournure de cuivre mélangée de cuivre réduit pulvérulent. Quoique l'air ait été purifié et desséché avant son entrée dans le tube à cuivre, j'avais disposé à la suite de celui-ci un second appareil dessiccateur formé de flacons de potasse et d'acide sulfurique et d'une éprouvette remplie de verre pilé saupoudré d'acide phosphorique anhydre; cette précaution est loin d'être inutile.

Le remplissage du manomètre se faisait suivant le procédé ordinaire, en faisant le vide un grand nombre de fois. J'avais disposé sur le trajet du gaz un tube abducteur qui permettait, sans rien toucher au reste de l'appareil, d'en recevoir de temps en temps une éprouvette pour en faire l'essai; pendant ce temps on chauffait à plusieurs reprises, avec une lampe à alcool, le réservoir du manomètre, qui, du reste, avait été préalablement desséché à chaud avec les précautions ordinaires.

Quand le manomètre était définitivement chargé, on fermait à la lampe la pointe inférieure ou bien on coupait le caoutchouc reliant la pointe au reste de l'appareil, on fermait avec un petit tube de verre plein et l'on plongeait le tout dans la cire fondue, après avoir bien serré avec du gros fil quand le gaz ne devait pas servir de suite; on enlevait plus tard ce caoutchouc sous le mercure, avec des précautions qu'il est inutile de rapporter ici.

Des précautions analogues ont été prises avec tous les gaz. Tous ont été desséchés avec l'acide phosphorique anhydre.

Air. — Les expériences aux basses pressions ont été faites comme pour les autres gaz, mais aussi directement à la colonne des eaux; l'accord des résultats a été satisfaisant.

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits *pv*.
24,07	31,67	26968
34,90	45,92	26908
45,24	59,53	26791
55,50	73,03	26789
64,00	84,21	26778
72,16	94,94	26792
84,22	110,82	26840
101,47	133,51	27041
133,89	176,17	27608
177,60	233,68	28540
214,54	282,29	29585
250,18	329,18	30572
304,04	400,05	32488

Oxygène. — Préparation ordinaire avec le chlorate de potasse. Le gaz a été essayé à l'acide pyrogallique.

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits *pv*.
24,07	31,67	26843
34,89	45,91	26614
45,28	59,58	»
55,50	73,03	26185
64,07	84,30	26050
72,15	94,93	25858
84,19	110,77	25745
101,46	133,50	25639
133,88	176,15	25671
177,58	233,66	25891
214,52	282,26	26536
303,03	398,72	28756

Hydrogène. — Ce gaz a été préparé en chauffant, dans une cornue en verre vert, un mélange de chaux sodée et d'acide oxalique; la chaux sodée avait été calcinée et l'acide oxalique desséché au moment même de la préparation. On

a opéré sur assez de matière pour obtenir le gaz nécessaire sans trop élever la température.

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits pv.
24,09	31,69	27381
34,92	45,94	27618
45,25	59,54	27652
55,51	73,04	27960
64,09	84,33	28129
72,19	94,98	28323
84,24	110,84	28533
101,50	133,55	»
133,92	176,21	29804
177,62	233,71	30755
214,55	282,30	31625
250,19	250,19	32426
304,05	400,06	33887

Oxyde de carbone. — Préparation par l'acide oxalique et l'acide sulfurique pur. Essai au chlorure de cuivre ammoniacal.

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits pv.
24,06	31,66	27147
34,91	45,93	27102
45,25	59,54	27007
55,52	73,05	27025
64,08	84,31	27060
72,17	94,96	27071
84,21	110,80	27158
101,48	133,50	27420
133,90	176,18	28092
177,61	233,70	29217
214,54	282,29	30467
250,18	329,18	31722
304,05	400,06	33919

Formène. — Préparé par la méthode ordinaire de M. Dumas. La chaux sodée a été calcinée et l'acétate de soude fondu au moment d'opérer. Même précaution qu'avec l'hydrogène, pour ne pas trop élever la température. La matière avait à peine commencé à noircir légèrement au fond de la cornue.

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits pv.
24,07	31,67	26325
34,90	45,92	25596
45,23	59,51	24998
55,48	73,00	24433
64,06	84,28	24074
72,11	94,88	23724
84,15	110,72	23318
101,42	133,45	22951
133,85	176,11	22915
177,56	233,63	23739
214,51	282,25	25054
250,16	329,16	26742
304,03	400,04	29289

Éthylène. — Préparation ordinaire avec l'alcool et l'acide sulfurique. On avait ajouté à l'appareil purificateur deux flacons d'acide sulfurique entourés de glace, pour condenser plus facilement les traces d'éther. L'odeur, très légère, était celle du gaz parfaitement pur. Essai au brome.

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits pv.
24,00	31,58	21473
34,81	45,80	18352
45,13	59,38	12263
55,37	72,85	9772
63,96	84,15	9370
71,84	94,53	9703

Pressions en mètres de mercure à 0°.	Pressions en atmosphères.	Produits pv.
83,96	110,47	10675
101,28	133,13	12210
133,77	176,01	15116
177,52	233,58	18962
214,48	282,21	22115
250,15	329,15	25065
303,02	400,03	29333

RÉSULTATS GÉNÉRAUX.

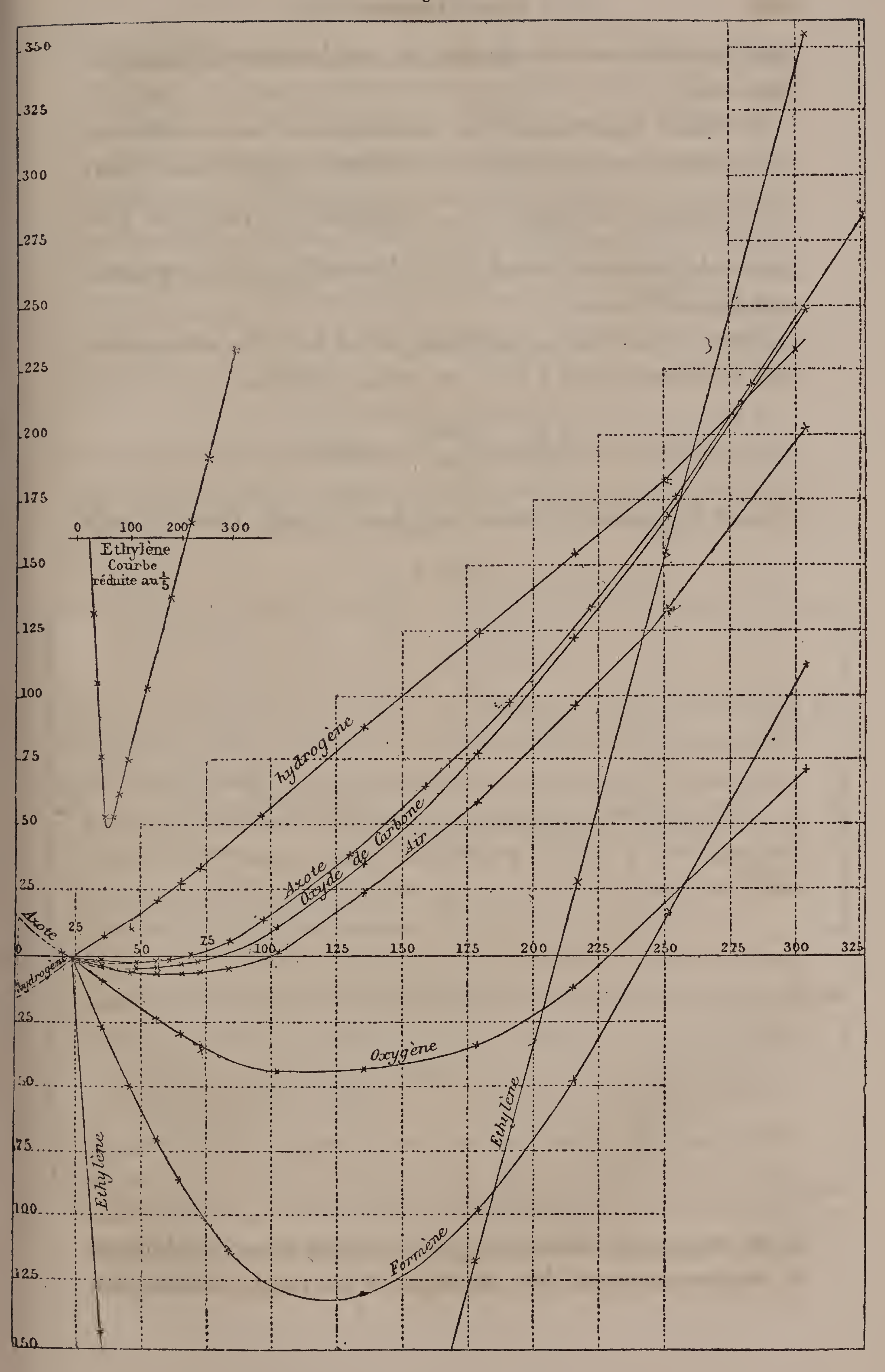
L'ensemble des résultats pour tous les gaz étudiés a été représenté par des courbes construites comme il suit (*fig.* 6 et 7).

On a supposé pour chaque gaz le produit égal à 1000 sous la pression de 24^{m} de mercure et calculé proportionnellement sa valeur pour les autres pressions au moyen des Tableaux ci-dessus; on a porté sur l'axe des abscisses des longueurs proportionnelles aux pressions, les mètres étant représentés par des millimètres, puis sur les ordonnées correspondantes des longueurs proportionnelles, non pas aux produits pv, mais aux excès de ces produits sur 1000, et les unités ont été représentées par des millimètres.

Les courbes partent donc toutes du même point, et toutes, sauf celle de l'hydrogène, ont d'abord leurs ordonnées négatives, puisque les produits pv vont d'abord en décroissant.

Pour appliquer la formule $\frac{pv}{p'v'} = 1 + \alpha$ (α étant l'écart) entre deux pressions données quelconques, il suffira de déduire de la courbe les valeurs correspondantes de pv, ce qui se fera en ajoutant à 1000 les valeurs des ordonnées relatives aux pressions p et p' exprimées en nombre de millimètres et affectées du signe + ou du signe —, sui-

Fig. 6.


Ethylène
Courbe
réduite au 1/5
hydrogène
Axote
Oxyde de Carbone
Air
Oxygène
Formène
Ethylène
Ethylène
Axote
hydrogène

vant qu'elles sont au-dessus ou au-dessous de l'axe des abscisses.

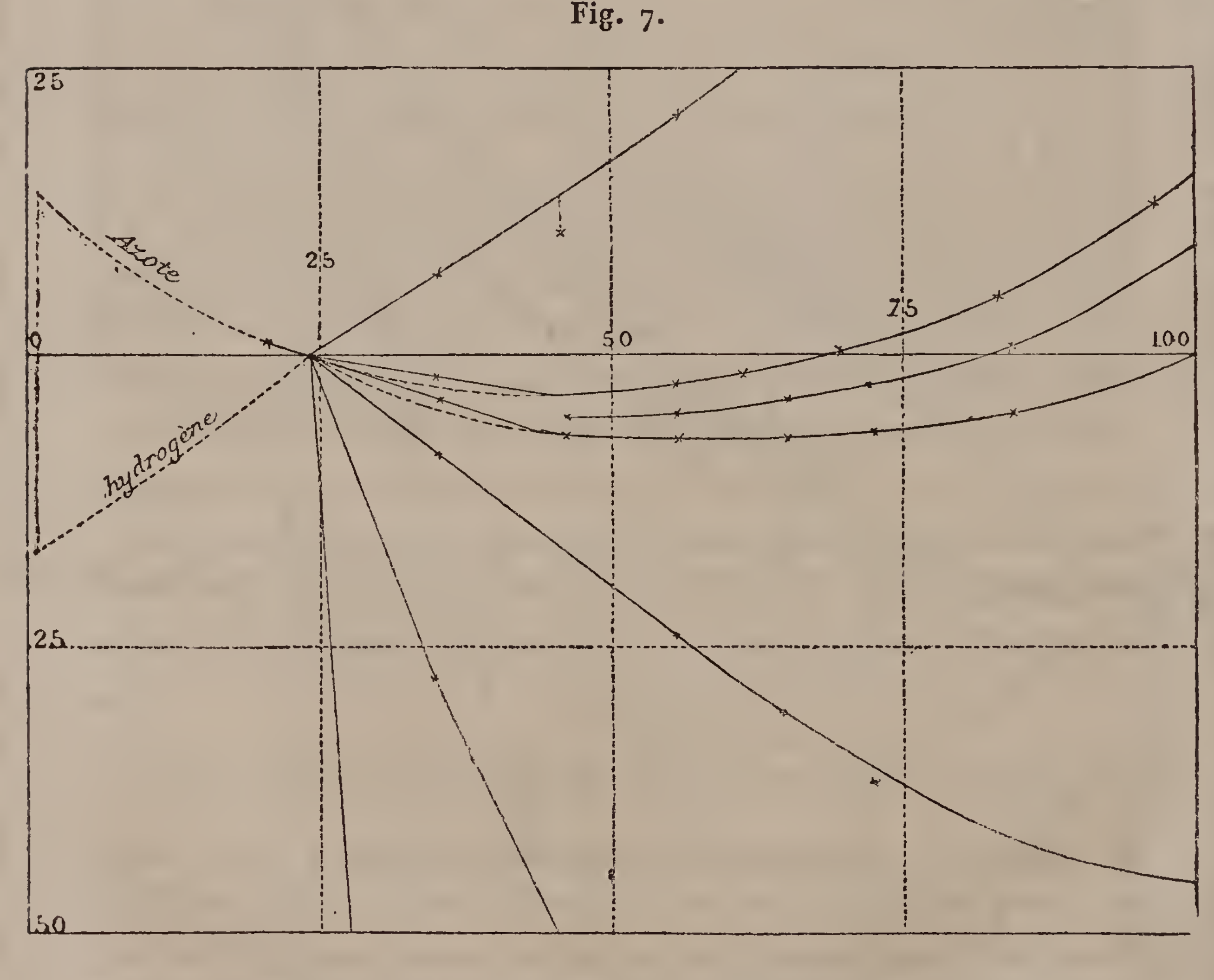
Il résulte également de la manière dont les courbes ont été construites que chaque ordonnée représente l'écart correspondant au rapport $\frac{pv}{p'v'}$, renversé et rapporté toujours à la pression initiale 24^{m}, les millimètres représentant les millièmes.

Pour la pression, par exemple, à laquelle correspond une ordonnée égale à 8^{mm}, on aura, en effet,

$$\frac{p'v'}{pv} = \frac{1008}{1000} = 1,008.$$

L'écart du produit renversé est donc 0,008. Cette échelle

Fig. 7.



a été conservée dans la *fig.* 7, représentant seulement le commencement des courbes et la partie voisine de

l'ordonnée maxima. La *fig.* 6, qui donne l'ensemble des courbes entières, a été réduite au tiers; les millimètres du texte y sont représentés par des tiers de millimètre.

Le gaz éthylène a présenté des variations du produit pv tellement considérables, qu'il eût fallu, pour les représenter avec le même choix d'unités, une courbe d'une hauteur démesurée, comme l'indique suffisamment la portion construite; cependant, comme il est intéressant de comparer sa forme à celle des autres courbes, je l'ai dessinée à part, réduite au cinquième.

On voit de suite, à l'inspection des courbes, que tous les gaz, sauf l'hydrogène, ont présenté un minimum du produit pv, placé, pour chacun d'eux, vers les pressions suivantes, exprimées en mètres de morcure :

Azote	50m	Oxyde de carbone	50 m
Oxygène	100	Formène	120
Air	65	Éthylène	65

Ces pressions, du reste, ne peuvent être déterminées qu'approximativement, car, pv variant très lentement dans le voisinage du maximum, il en résulte que la moindre déformation de la courbe peut changer très sensiblement le point de contact de la tangente parallèle à l'axe des abscisses qui détermine la plus petite ordonnée, surtout pour les courbes les plus évasées.

Mais il est un autre point qui présente autant d'intérêt : c'est celui pour lequel le gaz s'écarte le plus de la loi de Mariotte, dans sa période de plus grande compressibilité; ce point doit être situé entre l'origine des coordonnées et l'abscisse pour laquelle pv est minimum. En effet, dans le voisinage du minimum, pv est sensiblement égal pour deux valeurs peu différentes de p et le gaz suit la loi de Mariotte; il la suit aussi sous de faibles pressions : c'est donc entre ces limites que doit se trouver le plus grand écart positif.

Toutefois, pour déterminer le point en question, il faut bien s'entendre sur le sens du rapport $\frac{pv}{p'v'}$; les valeurs de ce rapport ne sont comparables qu'autant qu'elles correspondent à des limites de pression convenablement choisies. On suppose généralement $p' = 2p$, et alors $\frac{pv}{p'v'}$ dépend des valeurs successives de la compressibilité entre p et p'.

Pour rendre comparables les valeurs de ce rapport entre des limites de pression différentes P et P', P_1 et P'_1, P_2 et P'_2, ..., il est rationnel de remplacer la valeur ordinaire de $\frac{pv}{p'v'}$ par celle qu'il aurait si, partant de la pression initiale, on doublait cette pression et si, en même temps, la compressibilité moyenne du gaz restait la même qu'entre les limites P et P' pour le premier rapport, P_1 et P'_1 pour le second, etc.

En resserrant de plus en plus les limites P et P', on obtiendrait des valeurs représentant de mieux en mieux la compressibilité moyenne entre ces pressions, et à la limite on aurait ce qu'on pourrait appeler la valeur $\frac{pv}{p'v'}$ à une pression donnée, et par conséquent l'écart correspondant.

J'ai donné, il y a longtemps, la formule suivante, qui résout la question :

$$R = \frac{1}{2}\left(\frac{P'R'}{P}\right)^{\frac{\log 2}{\log P' - \log P}}.$$

R est la valeur du rapport $\frac{pv}{p'v'}$ défini comme il vient d'être dit, P et P' les limites de pression choisies arbitrairement et R' la valeur ordinaire de $\frac{pv}{p'v'}$ entre ces mêmes limites.

Comme vérification, on voit de suite que, pour des va-

leurs de P et P′ voisines de celles pour lesquelles pv est minimum, et par conséquent R′ égal à l'unité, il vient

$$R = \frac{1}{2}\left(\frac{P'}{P}\right)^{\frac{\log 2}{\log P' - \log P}} = 1.$$

On voit également que, pour $P' = 2P$,

$$R = \tfrac{1}{2}(2R')^{\frac{\log 2}{\log 2P - \log P}} = R',$$

ce qui doit être également.

La position exacte du point cherché est difficile à déterminer, parce qu'elle exige des données numériques très rapprochées et d'une très grande précision. J'ai tenté le calcul pour l'azote, dont j'ai construit la courbe complète, y compris la partie étudiée par Regnault, qu'on voit ponctuée sur la *fig.* 7 (j'ai aussi dessiné en ponctué la courbe de l'hydrogène correspondant aux recherches de Regnault). D'après ces calculs, c'est précisément dans cette dernière partie que tombe le point cherché. En effet, entre 20^{atm} et 26^{atm}, la valeur de $\frac{pv}{p'v'}$, calculée comme il vient d'être dit, est égale à 1,0033, tandis qu'elle est sensiblement double entre 13^{atm} et 20^{atm} et redevient plus petite pour les pressions inférieures.

La courbe de l'azote est très régulière dans son ensemble. Cependant l'ordonnée qui correspond à $35^{m},33$ paraît un peu trop grande pour la régularité parfaite et produit un léger aplatissement, qui provient probablement d'une petite erreur expérimentale; cette erreur, du reste, qu'il est facile de calculer, ne dépasse pas les limites d'erreur possibles que j'ai indiquées plus haut : il suffirait, en effet, d'augmenter de 0,001 la valeur du rapport $\frac{pv}{p'v'}$ correspondant aux limites de pression 20^{m} et 35^{m} pour rendre ré

gulière cette partie de la courbe. J'ai tracé en ponctué la courbe ainsi rectifiée. Une petite différence, du même ordre de grandeur, s'est produite aux points correspondants pour l'air, l'oxyde de carbone et l'hydrogène; cela s'explique facilement, la compressibilité de ces gaz étant déduite de celle de l'azote et les variations de pv étant du même ordre de grandeur. Pour les autres gaz, cet effet paraît s'être effacé devant les variations plus considérables des ordonnées.

J'ai marqué par de petites croix les points déduits directement de l'expérience; je me suis astreint à faire passer les courbes par chacun d'eux, sauf cependant pour l'hydrogène, où l'un des points occupe une position évidemment inacceptable, ce qui provient certainement d'une erreur de lecture. L'oxygène présente aussi un point un peu en dehors de la courbe.

Construites ainsi, ces courbes sont moins régulières que quand on les trace en se laissant guider par la forme générale et le sentiment de la continuité, mais elles présentent l'avantage de donner de suite une idée de l'exactitude des procédés expérimentaux employés.

En mettant de côté l'hydrogène, on voit que les gaz qui ont présenté les plus grandes variations des produits pv au voisinage du minimum sont ceux qui paraissent le plus rapprochés des conditions de leur liquéfaction; ce sont les moins parfaits : c'est ce que montrent très nettement les courbes du formène et surtout de l'éthylène. L'azote et l'oxyde de carbone ont présenté des variations beaucoup plus petites; celles de l'oxygène sont plus considérables. Enfin, les variations de l'air sont intermédiaires entre celles des gaz qui le constituent; l'oxygène et l'azote semblent, dans ce gaz, se comprimer séparément, comme s'ils étaient seuls, non pas à la pression qu'ils ont dans le mélange, mais à celle du mélange même; ce fait se vérifie même avec assez d'exactitude. On remarquera aussi que l'ordonnée minima de l'air est située entre les ordonnées

analogues de l'oxygène et de l'azote et sensiblement plus rapprochée de celle de ce dernier gaz.

De l'ensemble des résultats on peut conclure avec la plus grande probabilité que, lorsqu'un gaz, après avoir présenté ou non un minimum du produit pv, se comprime de telle sorte que ce produit augmente avec la pression, il se trouve placé dans les conditions où, d'après M. Andrews, il peut passer, par la pression seule et sans liquéfaction proprement dite, par tous les intermédiaires entre l'état gazeux et l'état liquide; l'augmentation du produit pv indiquerait donc, en un mot, que le gaz est à une température supérieure à celle de son point critique.

Jusqu'à présent l'hydrogène n'a point montré de minimum de pv, mais cela peut tenir à ce qu'il n'a pas été étudié sous d'assez faibles pressions; cependant il est probable que ce minimum n'existe pas. Si l'on se reporte, en effet, à ce que j'ai fait remarquer plus haut, relativement aux variations des produits pv, et si l'on considère que l'hydrogène est vraisemblablement le gaz le plus parfait, il paraîtra très probable qu'à des températures de plus en plus élevées on verrait, pour chaque gaz, l'ordonnée minima diminuer, la convexité de la courbe s'effacer graduellement et, à une température suffisamment élevée, la courbe entière passer au-dessus de l'axe des abscisses, comme cela a lieu pour l'hydrogène dès la température ordinaire.

Au surplus, c'est à l'expérience à prononcer. Il faut maintenant étudier les gaz à la fois dans des limites très étendues de température et de pression et aussi examiner le cas spécial de l'hydrogène à la température ordinaire sous des pressions extrêmement faibles.

J'espère pouvoir faire connaître bientôt les résultats d'expériences entreprises dans cette voie et actuellement en cours d'exécution.

SUR LA MESURE DES HAUTES PRESSIONS;

Par M. Louis CAILLETET.

La construction des appareils au moyen desquels on peut obtenir des pressions très élevées n'offre pas de difficultés sérieuses, et j'ai établi des compresseurs qui donnent des pressions supérieures à 1500^{atm}. La mesure de ces hautes pressions présente au contraire des difficultés dont je m'occupe depuis longtemps déjà et qui ne sont pas encore résolues d'une manière définitive.

Pour la mesure des pressions inférieures à 250^{atm}, j'ai gradué, au moyen d'un manomètre à air libre, des tubes à réservoir contenant de l'azote, et la précision de ces appareils manométriques ne laisse rien à désirer.

J'ai gradué mes premiers manomètres à gaz en comprimant de l'azote dans un tube assez capillaire pour résister à ces hautes pressions. Ce tube, disposé comme ceux qui m'ont servi à la liquéfaction des gaz, était vissé sur un réservoir métallique, qui recevait la pression d'une colonne de mercure contenue dans un tube d'acier dont on faisait varier à volonté la hauteur verticale en élevant plus ou moins le niveau du mercure au-dessus du réservoir. L'expérience m'a bientôt montré que le tube de verre se gonfle sous l'influence de la pression, qui agit seulement sur ses parois intérieures, et que l'erreur résultant de ce changement de volume s'accroît rapidement à mesure qu'on opère à de plus hautes pressions; on constate en outre que la mesure du gaz comprimé doit subir une erreur causée par la capillarité du tube, erreur dont la valeur est inconnue sous ces hautes pressions. J'ai donc reconnu la nécessité d'abandonner les manomètres à tubes capillaires gradués par le procédé que je viens de dé-

crire, et c'est après bien des essais que j'ai obtenu d'excellents résultats en employant des tubes plus larges dorés à l'intérieur. Ces tubes, remplis d'azote, étaient renfermés dans un réservoir d'acier d'environ $1^m,50$ de long, qui était relié à un tube métallique de $0^m,003$ de diamètre et de 250^m de longueur ([1]). Après avoir rempli de mercure le tube et le réservoir, on le descend dans un puits profond, et la compression du gaz renfermé dans le tube doré a pour mesure la hauteur de la colonne mercurielle, dont on peut connaître la longueur exacte avec les appareils que j'ai décrits dans un précédent travail. Quant au changement de volume du tube doré, il est à peu près nul sous les efforts des pressions égales et contraires qui s'exercent sur ses parois.

Les manomètres que j'ai gradués au moyen du manomètre à air libre donnent des indications exactes pour des pressions inférieures à 250^{atm}; mais j'ai reconnu que pour des pressions plus élevées les manomètres ainsi gradués n'ont plus une précision suffisante, car, indépendamment des erreurs que j'ai signalées, ces appareils présentent les défauts des manomètres à air comprimé, dont les indications perdent toute précision aux pressions élevées, malgré les dispositions que j'avais adoptées. J'avais choisi l'azote pour remplir mes tubes manométriques parce qu'il est facile de préparer ce gaz bien pur.

J'avais constaté déjà dans mes premières recherches que le mercure s'oxyde au contact de l'air; on sait en effet, d'après Regnault, que, dans les expériences où l'oxygène est mis en contact avec le mercure, les mesures des volumes sont « *tellement variables, qu'il est impossible d'en tirer aucun parti* » (*Mémoires de l'Académie des Sciences*, t. XXI, p. 77). Ces résultats sont inévitables, puisque le mercure s'altère en absorbant l'oxygène.

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, janvier.

J'attachais cependant une grande importance à la construction d'un manomètre applicable à la détermination des hautes pressions, car je ne pouvais aborder sans moyen de mesure les expériences que je poursuis en ce moment sur l'étude des corps soumis à des pressions de 12^{atm} à 1500^{atm}. J'essayai d'abord de mesurer les pressions au moyen d'une soupape semblable à celle que Perkins a décrite dans ses recherches; mais, malgré tous les soins apportés dans la construction de mon appareil, malgré l'emploi de soupapes de différentes formes, je n'ai pu obtenir de déterminations exactes, car l'eau s'échappait entre le siège et la soupape à des pressions bien inférieures à celles qui devaient amener son soulèvement. Le manomètre que j'emploie en ce moment, et qui permet de mesurer des pressions de 1500^{atm} avec une approximation suffisante, est construit d'après un principe qui est dû à M. Marcel Deprez. Lorsque l'on comprime de l'eau sous un piston parfaitement cylindrique et ajusté dans une cavité pratiquée dans une masse métallique, de telle façon que l'espace annulaire compris entre la pièce fixe et le piston soit très petit, l'eau ne s'échappera qu'avec une grande lenteur par cet étroit passage. Avec cet appareil, qui ne supporte aucun frottement, il sera possible, en chargeant de poids la soupape, de peser les pressions qui tendront à la soulever. L'appareil que j'ai construit se compose d'un cube d'acier fondu de $0^m,20$ de côté, dans lequel est creusé un cylindre qui reçoit le piston également en acier et ajusté avec une telle précision que la largeur de l'espace annulaire compris entre eux est inférieur à $\frac{1}{200}$ de millimètre. Un levier très mobile, monté sur des axes, peut recevoir à une de ses extrémités des poids qui exercent ainsi sur la soupape des pressions exactement connues.

J'ai placé au-dessous du piston une membrane de baudruche, dont la résistance à la flexion est assez petite pour être négligée et qui présente l'avantage de supprimer l'écoulement de l'eau autour de la soupape.

Afin de connaître le moment précis où le piston est soulevé sans s'astreindre à de pénibles observations, j'ai fixé sur le bâti qui porte l'appareil une vis en cuivre isolée, contre laquelle vient buter le levier au moment même où il est entraîné par le mouvement du piston. Le contact de ces deux pièces détermine le passage d'un courant qui met en mouvement une sonnerie électrique, et la pression développée a pour mesure l'effort exercé sur la soupape par les poids fixés à l'extrémité du levier.

J'ai pu m'assurer que cet appareil donne des indications bien constantes pour les mêmes pressions. On sait, en effet, que la plupart des manomètres ont une inertie qui fausse singulièrement leurs indications. Pour étudier l'appareil à ce point de vue, je l'ai relié à un manomètre à azote dont le tube avait plus de 1^m de long et était divisé par des traits distants de $0^{mm},5$. J'observai à quelle division le mercure s'élevait dans le tube pour des pressions correspondant à des poids déterminés, et j'ai pu constater que, soit en élevant la pression, soit en la diminuant, la même charge de la soupape au moment où elle se soulevait correspondait toujours à une même hauteur du mercure dans le tube.

J'ai pu m'assurer en outre que les indications fournies par cet appareil sont exactes à $\frac{1}{200}$ environ.

C'est avec ce manomètre, d'un maniement facile et dont la marche peut être contrôlée à chaque instant, que je mesure en ce moment les hautes pressions que je développe au moyen de mes appareils et qui me servent à étudier les propriétés des corps dans des conditions que je n'avais pu réaliser jusqu'à présent.

SUR LA SÉRIE ÉTHYLIQUE DU SILICIUM;

Par MM. C. FRIEDEL et A. LADENBURG.

Le présent Mémoire aurait dû paraître il y a plusieurs années. Nous en avions retardé la publication, désirant compléter quelques parties de notre travail et en particulier préparer un éther silicique correspondant à l'hexaiodure de silicium. Nous avons été empêchés l'un et l'autre, par d'autres recherches, d'accomplir ce projet, et nous publions aujourd'hui nos expériences telles quelles, sauf à y revenir plus tard pour combler les lacunes qui y restent.

1. Dans plusieurs Mémoires antérieurs, publiés par MM. Friedel et Crafts d'abord (1), puis par nous (2), on trouve l'étude de ce qu'on peut désigner par le nom de *série méthylique du silicium*. Les composés que l'on y décrit et dont on y étudie les transformations renferment un seul atome de silicium; celui-ci sert pour ainsi dire de pivot au groupement atomique, de la même manière que l'atome de carbone contenu dans les combinaisons méthyliques.

Nous avons fait voir d'abord que le silicium est tétratomique comme le carbone et fournit des composés dont l'analogie de structure avec certains composés carbonés est complète. L'analogie de réactions est moins étroite toutefois, en raison même des différences de propriétés chimiques qui existent entre le carbone et le silicium.

L'étude du silicium-éthyle et de ses dérivés de substitution chlorés et oxygénés, celle de l'acide silicopropionique et d'autres composés analogues ont fait voir d'autre part que

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. IX, p. 5; t. XIX, p. 334.

(2) *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIII, p. 430; t. XXVII, p. 416 et 428.

le silicium peut s'unir avec le carbone de façon à donner des combinaisons tout à fait pareilles à celles du carbone avec lui-même. On a pu ainsi construire des chaînes ayant la plus grande ressemblance avec celles que fournit le carbone seul et dans lesquelles 1^{at} de carbone se trouve remplacé par 1^{at} de silicium sans que ce remplacement altère la plupart des propriétés du composé originaire ou de ses dérivés.

Ainsi s'est réalisée une prévision émise par M. Dumas, à l'époque même où il formulait cette loi des substitutions qui a été l'un des points de départ de la Chimie nouvelle : l'hydrogène ne resterait pas le seul élément susceptible de substitution et le carbone à son tour trouverait peut-être un corps pouvant prendre sa place [1].

Le silicium fonctionne au milieu des atomes de carbone comme l'un d'eux, et rien ne ressemble davantage à un hydrocarbure que le silicium-éthyle ou le silicium-méthyle.

Mais il restait un dernier pas à faire pour établir d'une manière complète l'analogie du silicium et du carbone. Le silicium est, on vient de le voir, capable de se combiner avec le carbone et de le remplacer même dans certaines combinaisons; mais est-il doué également de la propriété de se combiner à lui-même, de se saturer partiellement à la façon du carbone et de fournir ainsi ces chaînes carbonées dont l'indéfinie diversité donne à la Chimie organique son caractère particulier ?

C'est le problème que nous avons cherché à résoudre, et nous pouvons dire tout de suite que, si nous n'avons pas encore réussi à construire des combinaisons silicées correspondant à des termes élevés de la série du carbone, nous avons pu au moins établir les premiers linéaments de ce qui constitue la série éthylique du silicium, de celle dans

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. X, p. 149; 1840.

laquelle 2^{at} de silicium liés entre eux forment un groupe que viennent saturer des éléments monatomiques ou diatomiques en nombre tel, qu'ils représentent une valeur de combinaison de six unités.

Nous avons commencé par un grand nombre d'essais infructueux tentés pour enlever au chlorure de silicium une partie de son chlore et le transformer ainsi en hexachlorure.

En faisant passer sur du silicium chauffé au rouge dans un tube de porcelaine du chlorure de silicium en vapeur, nous n'avons pas réussi à obtenir l'hexachlorure. Nous n'avons, dans cette expérience, obtenu que l'oxychlorure de silicium ([1]), provenant de l'action de l'oxygène libre ou de l'oxygène du feldspath qui nous avait servi à remplir nos tubes de porcelaine sur le chlorure de silicium, avec mise en liberté de chlore dans le premier cas et de chlorures alcalins dans le second.

MM. Troost et Hautefeuille ([2]), opérant à une température plus élevée, ont été plus heureux et ont obtenu depuis une petite quantité d'hexachlorure; nous avions du reste préparé ce corps avant eux par voie indirecte.

L'argent, le zinc, le sodium donnent lieu à une réduction complète du chlorure de silicium, avec dépôt de silicium, sans formation d'un chlorure condensé.

Lorsqu'on emploie l'hydrogène, au moyen duquel Ebelmen a obtenu l'hexachlorure de titane, on n'observe la formation que d'une petite quantité de silicichloroforme.

2. *Hexaiodure de silicium.* — Nous avons mieux réussi en remplaçant le chlorure de silicium par l'iodure. Ce dernier est en effet attaquable à plus basse température. En le chauffant pendant quelques heures, dans un matras scellé, à une température voisine de son point d'ébullition

---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVI, p. 539.
([2]) *Ibid.*, t. LXXXIII, p. 564.

(290° à 300°), avec de l'argent très divisé et parfaitement sec, tel qu'on l'obtient en précipitant par l'acide chlorhydrique une solution d'azotate d'argent, lavant soigneusement le précipité par décantation, le réduisant par le zinc et l'acide chlorhydrique, et chauffant finalement l'argent réduit à 150°, on voit l'aspect de l'iodure changer. Il prend celui d'une masse blanche plus lamelleuse que le tétraiodure. En même temps, il s'est formé de l'iodure d'argent. Quand on reprend le contenu du matras par une petite quantité de sulfure de carbone bien sec, on dissout la plus grande partie du tétraiodure; en réitérant plusieurs fois un pareil lavage, puis en reprenant à chaud par une plus grande quantité de sulfure de carbone, on constate que, par le refroidissement ou par la distillation, les dernières liqueurs laissent déposer de jolis cristaux incolores hexagonaux. Pour éviter que la substance soit mélangée d'iodure d'argent, il est bon de filtrer la solution, et cette filtration doit se faire rapidement et à l'abri de l'humidité.

On réussit bien en plaçant, dans une allonge à robinet pouvant être fermée avec un bouchon à l'émeri, un filtre sur lequel on verse la solution en se hâtant de boucher aussitôt le vase. L'allonge traverse un bouchon qui ferme un ballon dans lequel se rend le liquide filtré. Il est avantageux de chauffer un peu l'allonge au moyen d'un courant de vapeur ou d'eau chaude, de manière à empêcher la matière cristalline de se déposer sur le filtre.

Les cristaux abandonnés par la solution sulfocarbonique se présentent sous la forme de petits prismes hexagonaux courts ou de rhomboèdres basés, qui agissent sur la lumière polarisée en donnant la croix et les anneaux des substances à un axe.

Ils fument à l'air et se décomposent avec formation d'une matière blanche. Traités par la potasse, ils se dissolvent avec un vif dégagement d'hydrogène.

L'analyse a montré que ces cristaux sont l'iodure cherché Si^2I^6, formé par soustraction de 2^{at} d'iode empruntés à 2^{mol} de tétraiodure et réunion des deux restes (SiI^3) qui se soudent par le silicium :

$$2SiI^4 + 2Ag = I^3Si - SiI^3 + 2AgI.$$

Analyses.

I.	Matière	1,2435 gr
	Silice	0,2013
	Iodure d'argent	2,0992
II.	Matière	0,4255
	Silice	0,064
III.	Matière	0,812
	Iodure d'argent	1,313

IV. Même matière que pour les dosages d'hydrogène V et VI.

Matière	1,2405 gr
Silice	0,1838
Iodure d'argent	2,127

Soit, en centièmes :

	Théorie (Si^2I^6).	I.	II.	III.	IV.	Théorie (SiI^4).
Si...	6,84	7,5	7,01	»	6,91	5,22
I....	93,15	91,2	»	92,51	92,65	94,77

Ces analyses ont été faites en décomposant, dans un flacon fermé, une quantité pesée de l'iodure par l'ammoniaque étendue, évaporant à sec au bain-marie, reprenant par l'eau, filtrant pour séparer la silice et précipitant l'iode dans la solution par l'azotate d'argent. Pendant l'évaporation, il se perd toujours un peu d'iode, par suite de la dissociation de l'iodhydrate d'ammoniaque.

Ce qui établit, plus sûrement que ne peuvent le faire les analyses précédentes, la composition de l'iodure obtenu par

l'action de l'argent sur le tétraiodure, c'est le dosage de l'hydrogène qu'il dégage par l'action de la potasse.

L'hexaiodure Si^2I^6 doit en effet se transformer en silice avec dégagement de 2H :

$$Si^2I^6 + 4H^2O = 2SiO^2 + 6HI + 2H.$$

Voici ce qu'ont donné les dosages d'hydrogène faits en introduisant un poids donné de la substance dans un tube gradué, renversé sur le mercure et contenant une solution concentrée de potasse :

I. Matière................	$0^{gr},5535$
H (à 20° et $768^{mm},8$)....	$17^{cc},5$

II. Cristaux hexagonaux :

Matière................	$0^{gr},4305$
H (à 18° et à $765^{mm},4$)...	$12^{cc},2$

III. Matière évaporée dans un courant d'acide carbonique sec :

Matière.................	$0^{gr},2968$
H (à 16° et à 757^{mm})......	10^{cc}

IV. Même substance :

Matière..................	$0^{gr},405$
H (à 14° et à 757^{mm})......	$14^{cc},2$

V. Matière bien cristallisée, la même que pour les dosages d'iode et de silice n° IV :

Matière.................	$0^{gr},2115$
H (à 15° et $756^{mm},1$).....	$6^{cc},5$

VI. La même.

Matière.................	$0^{gr},238$
H (à 14° et à $756^{mm},1$)....	$7^{cc},2$

Soit, en centièmes :

	Théorie.	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.
H....	0,244	0,264	0,239	0,292	0,298	0,259	0,256	0,262

L'hexaiodure de silicium fond dans le vide, mais en paraissant se décomposer en partie vers 250°.

Il ne peut pas être distillé, ni sous la pression atmosphérique, ni dans le vide. Il se sublime partiellement, mais se décompose pour la plus grande partie, en fournissant du tétraiodure et en laissant un résidu rouge orangé dont la composition paraît correspondre à la formule SiI^2.

En opérant avec beaucoup de précaution dans le vide, on a réussi à sublimer dans une petite cornue une certaine quantité d'hexaiodure. Une partie plus considérable s'est décomposée ; mais le tétraiodure qui a pris naissance s'est sublimé en formant un anneau dans le col de la cornue, tandis que l'hexaiodure en constituait un autre bien séparé à une certaine hauteur au-dessus du fond de la cornue, où se trouvait le résidu.

Cet hexaiodure sublimé a donné à l'analyse :

VII.	Matière.................	$0^{gr},1975$
	H (à 13° et à 766^{mm}). ...	6^{cc}

soit 0,262 pour 100.

L'hexaiodure est beaucoup moins soluble dans le sulfure de carbone que le tétraiodure, ce qui permet de les séparer assez facilement l'un de l'autre à l'aide de ce dissolvant. A 27°, 10 parties de sulfure de carbone dissolvent 22 parties de tétraiodure et seulement 2,6 parties d'hexaiodure. A 19°, 10 parties de sulfure de carbone dissolvent 1,9 d'hexaiodure.

3. *Sous-iodure de silicium.* — Le sous-iodure qui reste comme résidu de la distillation de l'hexaiodure est insoluble dans le sulfure de carbone, dans la benzine, dans le chloroforme et dans le chlorure de silicium.

L'eau le transforme en une matière grisâtre qui dégage en présence de la potasse beaucoup d'hydrogène.

Le produit ainsi obtenu, séché sur l'acide sulfurique dans le vide, a donné avec la potasse :

Matière..................	$0^{gr},0227$
H (à 17° et à $760^{mm},5$)...	$7^{cc},2$

soit 2,66 pour 100.

La formule SiO exigerait 4,54 et la formule SiO^2H^2 3,22 pour 100.

La même substance, chauffée doucement à l'air, a fait une légère explosion avec incandescence et a laissé de la silice, ce qui tend à prouver qu'elle renferme de l'hydrogène et qu'elle n'est pas simplement un oxyde de silicium.

I. Une portion d'hexaiodure distillée, ayant laissé un résidu de sous-iodure, a donné :

Matière..................	$0^{gr},5495$
H (à 20° et à 768^{mm}).....	$2^{cc},3$

soit 0,035 pour 100.

C'était donc du tétraiodure renfermant une très petite proportion d'hexaiodure.

II. Une autre portion a été distillée jusqu'à passage de beaucoup de tétraiodure. On a analysé le résidu cristallin rouge pas tout à fait solide :

Matière................	$0^{gr},4765$
H (à 20° et à $768^{mm},8$)....	$19^{cc},8$

soit 0,35 pour 100.

La matière renfermait donc évidemment une petite quantité de sous-iodure mélangée à l'hexaiodure.

III. Matière restant après la distillation de l'hexaiodure :

Matière..................	$0^{gr},140$
H (à 20° et à $768^{mm},2$)....	$14^{cc},4$

soit 0,861 pour 100.

Théorie pour SiI^2, 0,708.

IV. Résidu rouge solide restant après sublimation de l'hexaiodure dans le vide; opération ayant fourni la matière de l'analyse VII d'hexaiodure :

Matière..................	$0^{gr},149$
H (à 13° et à 766mm)......	$63^{cc},3$

soit 0,769 pour 100.

On a obtenu des produits donnant encore une proportion d'hydrogène plus considérable et formés ou bien de sous-iodures plus riches en silicium, ou, ce qui semble moins probable, renfermant une certaine proportion de silicium amorphe.

V. Produit restant après sublimation de l'hexaiodure dans le vide :

Matière..................	$0^{gr},046$
H (à 15° et à 759mm,3)...	$13^{cc},6$

soit 2,5 pour 100.

La formule Si^3I^2 exigerait H = 2,95.

VI. Substance préparée de même :

Matière..................	$0^{gr},026$
H (à 14° et à 759mm,0)....	$8^{cc},7$

soit 2,84 pour 100.

VII. Résidu de distillation dans l'air :

Matière..................	$0^{gr},0655$
H (à 20° et à 766mm,3)...	$11^{cc},9$

soit 1,46 pour 100.

Nous avons aussi dosé l'hydrogène dégagé par un produit écailleux jaune qui se trouve fondu dans le vase dans lequel s'est fait la réaction de l'argent sur le tétraiodure. Cette matière renferme de l'iodure d'argent et

semble être une combinaison de cet iodure avec un sous-iodure de silicium :

Matière..................	$0^{gr},4035$
H (à 20° et à $765^{mm},5$)....	$5^{cc},3$

soit 0,110 pour 100.

La formule $Si^2I^6, 3\,AgI$, que nous indiquons ici seulement comme terme de comparaison, exigerait $H = 0,131$ pour 100.

4. *Hydrate silicioxalique*. — Lorsqu'on introduit les cristaux d'hexaiodure dans de l'eau glacée, on les voit se décomposer sans dégagement d'hydrogène. Ils se transforment en une matière blanche qui, séchée d'abord dans le vide sec, puis à 100°, présente une composition qui répond à la formule $Si^2O^4H^2$. Nous nous en sommes assurés soit en traitant la matière par la potasse, opération qui donne lieu au dégagement de H^2, soit en la brûlant par l'oxygène et recueillant l'eau formée, soit enfin en calcinant la matière à l'air. Dans ce cas, elle se décompose avec incandescence en dégageant de l'hydrogène, et elle laisse un résidu de silice d'un poids à très peu près égal à celui de la matière primitive.

Dosages d'hydrogène à l'aide de la potasse.

I.	Matière...............	$0^{gr},070$
	H (à 12° et à 759^{mm})....	$11^{cc},1$
II.	Matière	$0^{gr},0485$
	H (à 14° et à $748^{mm},2$)..	8^{cc}
III.	Matière	$0^{gr},055$
	H (à 14° et à $748^{mm},2$)..	$10^{cc},2$
IV.	Matière séchée à 100°....	$0^{gr},0545$
	H (à 14° et à $761^{mm},2$)...	$9^{cc},4$

L'action de l'hexaiodure de silicium sur l'alcool absolu fournit le même produit. La réaction est très vive, le mé-

lange s'échauffe. Il se forme une matière gélatineuse. Lorsqu'on chauffe le vase, on voit distiller de l'iodure d'éthyle, et il reste une matière blanche donnant de l'hydrogène quand on la met en contact avec une solution de potasse.

Le produit ainsi obtenu a donné à l'analyse :

V.	Matière................	0gr,1135
	H (à 15° et à 757mm).....	20cc,1

On a dosé l'hydrogène par combustion dans la matière obtenue par l'action de l'eau glacée sur l'hexaiodure et séchée à 100° :

VI.	Matière..............	0gr,341
	Eau..................	0gr,0415

Soit, en centièmes :

Théorie (H^2 pour $Si^2O^4H^2$).	I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
1,63	1,36	1,38	1,48	1,46	1,49	1,35

Le produit a laissé à la calcination de la silice :

I.	Matière séchée à 100°.....	0,1205 gr
	Silice..................	0,1195
II.	Matière séchée à l'air.....	0,1335

Cette dernière perd, à 100°, 0gr,014, qu'elle reprend à l'air humide, c'est-à-dire 10,4 pour 100. La formule $Si^2O^4H^2 + H^2O$ exigerait 12,8 pour 100. Après calcination, il reste :

Silice...................... 0gr,119

En centièmes :

	Théorie ($Si^2O^4H^2$).	I.	II.
Si..........	45,90	46,27	46,4

La matière blanche attaquable par la potasse a donc une composition exprimée par la formule $Si^2O^4H^2$. On peut

admettre qu'elle se forme par l'action de $6H^2O$ sur Si^2O^6, ce qui donnerait, comme hydrate normal correspondant à l'hexaiodure, $Si^2(OH)^6$, avec formation de $6HI$. Cet hydrate se transformerait en perdant $2H^2O$ et en donnant l'anhydride $Si^2O^2(OH)^2$. La constitution de ce dernier corps est analogue à celle de l'acide oxalique, et nous pouvons, pour rappeler cette analogie, l'appeler *hydrate silicioxalique*.

Nous ne l'appelons pas *acide silicioxalique* parce que nous n'avons pas réussi à en obtenir des sels. Les bases, même les plus faibles, le décomposent avec dégagement d'hydrogène, comme fait du reste la potasse, dans d'autres circonstances, pour l'acide oxalique.

5. *Silicium-hexéthyle.* — Lorsqu'on mélange l'hexaiodure par petites portions avec du zinc-éthyle, en ayant soin de chauffer doucement, on voit se produire une vive réaction et bientôt se déposer une masse blanche. Quand on a ajouté une proportion convenable d'iodure, c'est-à-dire Si^2I^6 pour $3(Zn\,Et^2)$, la réaction est terminée. On distille alors et l'on traite par l'eau le produit qui a passé à la distillation pour décomposer un léger excès de zinc-éthyle qu'il renferme. Après avoir séparé l'eau, on agite un grand nombre de fois avec l'acide sulfurique concentré pour enlever une matière soluble dans ce liquide, précipitable par l'eau et qui nous a paru être l'oxyde de silicium-triéthyle, corps dont la formation se comprendrait aisément. Enfin, on lave à l'eau, on sèche et l'on soumet à la distillation fractionnée.

On sépare ainsi deux liquides : l'un, bouillant de 150° à 154°, est du silicium-éthyle $Si(C^2H^5)^4$ (analyse I), et l'autre, recueilli entre 250° et 253°, donne à l'analyse des nombres qui s'accordent avec la formule $Si^2(C^2H^5)^6$ (analyse II). C'est donc le silicium-hexéthyle, correspondant à l'hexaiodure.

I.	Matière	0,140 gr
	Acide carbonique	0,3453
	Eau	0,176
II.	Produit non lavé à l'acide sulfurique. Matière	0,196
	Acide carbonique	0,418
	Eau	0,229
III.	Matière	0,1545
	Acide carbonique	0,355
	Eau	0,1825

Soit, en centièmes :

	Théorie (SiC^8H^{20}).	I.	Théorie ($Si^2C^{12}H^{30}$).	II.	III.
C	66,66	67,20	62,60	58,16	62,66
H	13,88	13,97	13,04	12,97	13,12

Le produit est un liquide limpide, légèrement huileux, d'une faible odeur ressemblant à celle du silicium-éthyle. Il brûle avec une flamme éclairante en donnant des fumées blanches de silice. En ayant pris la densité de vapeur, nous avons trouvé des nombres voisins de ceux qui correspondent à la formule $Si^2(C^2H^5)^6$, mais sensiblement trop forts. Le liquide, sans se colorer à 300°, s'était légèrement altéré avec formation d'un produit soluble dans l'acide sulfurique, et qui est sans doute encore l'oxyde de silicium-triéthyle. Celui-ci se serait formé par l'oxydation du silicium-hexéthyle. La présence de ce corps explique le petit excès trouvé sur la densité de vapeur théorique :

Excès de poids du ballon	$0^{gr},7153$
Hauteur barométrique	$745^{mm},5$
Température extérieure	20°
Température du bain	301°
Air restant	1^{cc}
Volume du ballon	$176^{cc},4$

D'où l'on déduit :

Densité...... 8,53 Théorie...... 7,96

Une autre expérience, dont nous ne rapporterons pas ici les nombres, nous a donné, pour la densité de vapeur prise à 289° également par la méthode de M. Dumas, 8,63.

On a trouvé, pour la densité du silicium-hexéthyle liquide, 0,8510 à 0°, par rapport à l'eau à la même température, et 0,8403 à 20°, toujours par rapport à l'eau à la même température.

La réaction de l'hexaiodure de silicium sur le zinc-éthyle est donc tout à fait analogue à celle du tétrachlorure et du tétraiodure de silicium sur le même corps. Elle fournit un composé dans lequel 2^{at} de silicium liés ensemble servent de noyau à un groupement complété par des radicaux hydrocarbonés. On connaît des groupements purement hydrocarbonés présentant de l'analogie avec celui dont nous venons de parler : ce sont les composés que l'on peut rapporter à l'hydrure d'éthyle, dans lequel plusieurs atomes d'hydrogène sont remplacés par des radicaux monovalents, phényliques, par exemple.

Tel est le tétraphényléthane :

$$(C^6H^5)^2HC - CH(C^6H^5)^2.$$

Le silicium-hexéthyle $(C^2H^5)^3Si - Si(C^2H^5)^3$ pourrait par analogie être appelé *hexéthylsiliciéthane,* c'est-à-dire éthane du silicium six fois éthylé. Cette comparaison fait bien ressortir les motifs qui nous ont portés à considérer les composés dont il a été question plus haut comme appartenant à la série éthylique du silicium. L'hexaiodure de silicium, l'hydrate silicioxalique, le silicium hexéthyle renferment tous 2^{at} de silicium, qui sont unis ensemble sans intermédiaire et qui forment comme la charpente de ces composés, invariable dans leurs transformations successives.

6. A côté de l'hexaiodure nous pouvons encore placer l'*hexabromure* et l'*hexachlorure de silicium,* qui s'en dérivent par les procédés suivants.

L'hexabromure peut être obtenu par l'action du brome en quantité convenable sur l'hexaiodure en solution dans le sulfure de carbone. L'iode est immédiatement mis en liberté. En employant, pour Si^2I^6, $3Br^2$, et en enlevant l'iode, d'abord par décantation de la masse cristalline déposée, puis par agitation avec du mercure métallique, on obtient, après filtration à l'abri de l'humidité et distillation du sulfure de carbone, un résidu blanc, cristallin, lamelleux. Ce dernier renfermant encore une petite quantité d'iode, on le traite une deuxième fois comme il a été dit. On l'obtient alors en lamelles rhombiques d'apparence et présentant les phénomènes optiques des cristaux à deux axes. Ces lamelles sont l'hexabromure correspondant à l'hexaiodure; mais, comme on voit, elles ne sont pas isomorphes avec lui.

Le produit est distillable vers 240° environ. On ne l'a pas obtenu en quantité assez considérable pour déterminer le point d'ébullition avec exactitude.

Il se transforme, en présence de l'eau, en une matière blanche dégageant de l'hydrogène avec la potasse, sans doute l'hydrate silicioxalique.

On a décomposé $0^{gr},230$ d'hexabromure par la potasse, et l'on a recueilli $7^{cc},7$ d'hydrogène à 14° et à $756^{mm},9$. Ces nombres correspondent à 0,284 pour 100 d'hydrogène. Si^2Br^6 devrait en dégager 0,373.

Peut-être la matière renfermait-elle une petite quantité de tétrabromure de silicium, qui aurait pu prendre naissance par l'action du brome en excès sur l'hexabromure.

Quant à l'hexachlorure, il s'obtient facilement en chauffant doucement ensemble un mélange d'hexaiodure de silicium et de bromure de mercure sec. La réaction est vive

et commence même à froid quand le mélange est intime; une partie du produit distille par suite de l'élévation de température qui a lieu. On achève de distiller; on recueille un liquide qui renferme encore un peu d'iode et que l'on distille encore une fois sur du bichlorure de mercure; on le soumet ensuite à la distillation fractionnée. Une partie passe avant 140°, mais la plus grande portion entre 144° et 148°. Il est difficile de séparer entièrement le produit du bichlorure de mercure qu'il entraîne avec lui à la distillation. Il faut pour cela plusieurs rectifications successives, qui font toujours perdre une assez grande quantité de matière.

Le liquide incolore, fumant à l'air, cristallisable vers — 1°, ressemblant beaucoup au tétrachlorure de silicium, est bien l'hexachlorure de silicium, ainsi que le prouvent les analyses suivantes :

I.	Matière..................	0^{gr},4443
	Chlorure d'argent........	1,3981
II.	Matière.............. ...	0,2145
	H (à 15° et à 748^{mm},1)...	18^{cc},7
III.	Matière	0^{gr},302
	Silice............... ..	0,1295
	Chlorure d'argent...	0,9373

Soit, en centièmes :

	Si^2Cl^6.	I.	II.	III.
Si..............	20,81	»	»	20,08
Cl..............	79,18	77,84	»	76,75
Si^2Cl^6 dégage H...	0,773	»	0,728	»

L'eau décompose l'hexachlorure de silicium et donne un produit qui reste, en grande partie, dissous dans la liqueur chlorhydrique. Il en est précipité par l'ammoniaque sous la forme de flocons blancs, avec dégagement d'hydrogène.

MM. Troost et Hautefeuille ont depuis obtenu directe-

ment ce même hexachlorure en faisant passer à plusieurs reprises du chlorure de silicium sur du silicium fondu et maintenu à une température voisine de celle du ramollissement de la porcelaine.

Ils ont trouvé pour la densité de la vapeur un nombre correspondant à la formule Si^2Cl^6 (*Comptes rendus*, t. LXXXIII, p. 564).

SUR LA PRÉSENCE DE L'ALCOOL DANS LES TISSUS ANIMAUX PENDANT LA VIE, ET APRÈS LA MORT, DANS LES CAS DE PUTRÉFACTION, AU POINT DE VUE PHYSIOLOGIQUE ET TOXICOLOGIQUE;

Par M. J. BÉCHAMP.

Le phénomène de la putréfaction des matières organisées est un de ceux qui ont été le moins étudié. Quelle est la cause qui provoque la destruction des tissus animaux ou des liquides de l'économie animale? Tel est le problème que nous nous proposons de résoudre. Nous montrerons que la putréfaction n'est autre chose qu'une véritable fermentation [1], fermentation de nature spéciale, mais au même titre que l'on est convenu de considérer les fermentations lactique, butyrique comme étant de nature spéciale; que la putréfaction est produite par des êtres microscopiques qui détruisent les matières organiques des tissus, êtres microscopiques auxquels M. A. Béchamp a donné le nom de *microzymas,* qui sont capables d'évoluer et de se transformer en bactéries, et que l'on retrouve dans tous les tissus de l'économie.

[1] On ne doit considérer comme véritable fermentation que celle dans laquelle les transformations de la matière sont dues à des êtres vivants qui s'en nourrissent, c'est-à-dire assimilent et désassimilent.

Cette première étude m'a amené nécessairement à en faire une autre qui n'est, en somme, que la continuation de celle que M. A. Béchamp avait entreprise il y a quelques années, et qui n'est qu'une conséquence de sa nouvelle théorie. Tous les tissus, tant végétaux qu'animaux, contiennent des organismes actuellement vivants et en pleine activité, les microzymas. Il a démontré que ces êtres étaient capables de faire subir des transformations profondes à la matière, étaient capables de produire de véritables fermentations, fermentations lactique, butyrique, caproïque, quand on les mettait en présence du sucre, de la fécule, de l'alcool. De là à l'idée d'expliquer les transformations qui s'opèrent dans nos tissus il n'y avait qu'un pas. Le sang y apporte les divers produits nécessaires à leur formation et à leur conservation, les tissus vieillis sont détruits par les microzymas qui en font partie, les produits transformés sont enlevés par le torrent circulatoire et rejetés au dehors. Nous verrons que ces transformations sont semblables à celles que l'on étudie dans les fermentations, et l'on aura le droit de dire que les phénomènes de nutrition sont, d'une façon générale, comparables aux phénomènes de fermentation.

Ces deux ordres de faits rapidement exposés vont être étudiés séparément. Ils ont une grande importance au point de vue physiologique et toxicologique. Nous allons voir que l'alcool, non seulement se produit dans la putréfaction, mais qu'il existe tout formé dans les tissus frais des animaux, et qu'il faudra tenir un grand compte de ces faits dans la recherche de l'alcool dans un cas d'empoisonnement.

I. — Produits formés pendant l'altération des tissus animaux. Putréfaction.

La cause de la fermentation est aujourd'hui nettement connue. Tous les savants sont d'accord sur ce point, que

la fermentation n'est que la manifestation de la vie d'êtres microscopiques qui se nourrissent des aliments dans lesquels ils sont plongés. MM. Schrœder et Dusch avaient apporté des preuves précises à cette manière de voir; ils ont montré que les milieux fermentescibles, absolument dépourvus des germes de l'air, ne s'altéraient plus, quelle que fût la durée. M. A. Béchamp, en 1857 (1), apportait de nouvelles preuves en employant une autre méthode : il annihilait l'action des germes atmosphériques en introduisant préalablement dans le milieu altérable une substance antiseptique : acide phénique, créosote, etc.; il rendait ainsi le terrain stérile en empêchant l'évolution des germes et arrivait aux mêmes conclusions que MM. Schrœder et Dusch. Enfin M. Pasteur, à son tour, en répétant ces expériences et en les multipliant, est conduit à adopter l'opinion de ses devanciers. On est donc arrivé à cette conclusion nécessaire : toute transformation de la matière est corrélative de la vie d'êtres appelés *ferments*. Mais MM. Schrœder et Dusch avaient constaté un fait remarquable auquel ils ne pouvaient donner aucune explication. Tandis qu'une solution albumineuse, mise à l'abri de l'air, ne s'altérait pas, la viande, mise dans les mêmes conditions expérimentales, ne tardait pas à s'altérer, et bientôt la putréfaction apparaissait. Il en est de même du lait. Mis à l'abri de l'air, au sortir du pis de la vache, chauffé même à sa température d'ébullition, le lait se caille bientôt et s'altère (2). Le même phénomène se produit aussi pour certains liquides pathologiques, tels que : liquides d'épanchement pleurétique, d'ascite. Ces faits n'étaient pas compris et ne pouvaient l'être avant la théorie du microzyma ; ils ne le sont même pas encore aujourd'hui pour certains savants. M. Pasteur a cependant cherché à donner une explication de la putréfaction. On sait qu'à la tem-

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LIV, p. 28; 1858.
(2) *Jahresbericht von Justus Liebig und Hermann Kopp für* 1854, p. 374.

pérature ordinaire on ne peut empêcher l'altération de la viande : « Il y aura toujours des actions dites de contact, des actions de diastase (que l'on me permette cette expression), qui développent dans l'intérieur du morceau de viande de petites quantités de substances nouvelles, lesquelles ajoutent à la saveur de la viande leur saveur propre (1). » M. Duclaux (2), après avoir cité textuellement l'opinion de M. Pasteur, ajoute : « Bien des moyens peuvent s'opposer à la putréfaction des couches superficielles. Il suffit, par exemple, d'envelopper la viande d'un linge imbibé d'alcool et de la placer ensuite dans un vase fermé, avec ou sans air, peu importe, pour que l'évaporation des vapeurs d'alcool ne puisse pas avoir lieu. Il n'y aura pas de putréfaction, soit à l'intérieur, parce que les germes de vibrions y sont en général absents, soit à l'extérieur, parce que les vapeurs d'alcool s'opposent au développement des germes de la surface. Mais la viande se faisande d'une manière prononcée si elle est en petite quantité et se gangrène si elle est en masses plus considérables. »

Ainsi donc, d'après M. Pasteur, nous constatons que l'on ne peut empêcher l'altération de la viande ; quant à l'explication qu'en donne ce savant, elle revient à remettre en vigueur celle que donnait Berzélius pour toutes les fermentations : les transformations constatées étaient dues à certains corps doués d'une force spéciale, la force catalytique, c'est-à-dire que ces corps n'agissaient que par leur seule présence, leur seul contact. Cette théorie a été démontrée fausse pour toutes les fermentations ; nous pouvons hardiment généraliser : elle est fausse aussi pour la putréfaction. Nous le démontrerons.

M. Duclaux accepte pleinement les opinions de M. Pasteur. Cependant il dit dans le passage que je viens de

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LVI, p. 1194.
(2) *Dictionnaire des Sciences médicales*, art. FERMENTATION, p. 604.

citer que l'on peut empêcher la putréfaction de la viande, soit à l'extérieur, soit à l'intérieur, à l'aide de l'alcool. Mais on lit deux lignes plus bas que malgré cela « la viande se faisande d'une manière prononcée ». Je poserai simplement cette question : Quelle est la différence qui existe entre une viande putréfiée et une viande faisandée? Il n'y a là qu'un degré dans l'altération. Dans tous les cas, ce qui est incontestable, c'est qu'une viande faisandée est altérée, et nous verrons que la cause est la même dans les deux cas et les produits semblables. Ici encore, pour M. Duclaux, nous constatons que la putréfaction reste absolument inexpliquée.

Quelle est donc la cause réelle de la putréfaction? MM. A. Béchamp et Estor ont depuis longtemps démontré que les tissus normaux de l'organisme contiennent des microzymas. Ils ont montré leur activité comme ferment et étudié leur évolution ([1]). Ces microzymas avaient été notés par tous les physiologistes et histologistes, qui leur avaient donné le nom de *granulations moléculaires*, les confondant avec toutes les formes analogues, et, dans tous les cas, ne leur attribuant aucune activité, ne les considérant pas comme vivants. Ils avaient constaté que rapidement après la mort les granulations moléculaires augmentaient beaucoup de nombre, que les cellules de diverses natures disparaissaient et mettaient en liberté leurs granulations internes. Le fait a été très bien constaté : « Il importe de savoir, dit M. Robin, que les leucocytes et les infusoires, en se décomposant, laissent échapper des granulations moléculaires qui offrent un mouvement

---

([1]) *Sur les granulations moléculaires des fermentations des animaux* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVI, p. 366). — *Sur la nature et la fonction des microzymas* (*ibid.*, t. LXVI, p. 421). — *De l'origine et du développement des bactéries* (*ibid.*, t. LXVI, p. 859). — *Faits pour servir à l'histoire de l'origine des bactéries* (*ibid.*, t. LXVIII, p. 466). — *Du rôle des microzymas dans le développement embryonnaire* (*ibid.*, t. LXXV, p. 962).

brownien avec sautillement des plus intenses, et qui ont parfois, à tort, été considérées comme des animaux infusoires particuliers [1]. » On le voit, la vie leur est absolument refusée. Cependant la vie, dans ces êtres, a été démontrée par un grand nombre d'expériences que je ne puis relater ici, et M. A. Béchamp a même démontré que le terme ultime de la destruction des êtres organisés était le microzyma. Ce sont eux qui sont les agents de la destruction de la matière organique; nous n'avons pas besoin de chercher en dehors des êtres organisés la cause des transformations qui s'opèrent après la mort, puisque cette cause réside en eux-mêmes. Et ces faits s'expliquent très bien. Durant la vie de l'animal, le sang apporte les matériaux de nutrition nécessaires aux microzymas et enlève au contraire les produits auxquels ils ont donné naissance. Le milieu restant toujours le même, le microzyma ne doit pas changer. Après la mort, au contraire, il est obligé de se nourrir des tissus mêmes dont il fait partie; les matériaux de désassimilation ne sont pas enlevés, le milieu change et les bactéries apparaissent. Celles-ci se nourrissent à leur tour des matières organiques, qui sont de plus en plus détruites; elles regressent ensuite, et finalement les microzymas restent seuls comme témoins de l'existence d'un être organisé.

Mais on objecte que les bactéries que l'on voit apparaître dans les matières organiques en putréfaction proviennent des germes de l'air qui ont pénétré dans l'épaisseur même des tissus. Des expériences bien simples démontrent qu'il n'en est rien, et, par exemple, les bactéries les plus petites ne peuvent traverser la paroi, cependant si ténue du jaune de l'œuf. Mais il y a une autre preuve qui démontre que les germes de l'air n'y sont pour rien. Les tissus en général contiennent des microzymas capables

---

(1) *Dictionnaire de Nysten,* art. BROWNIEN.

de donner des bactéries; si ces germes de bactéries, comme M. Pasteur commence à les appeler sans citer le nom que leur a attribué l'auteur de leur découverte, venaient de l'air, il faudrait que tous les microzymas des organes divers de l'économie eussent les mêmes propriétés. Pourquoi donc, dans ce cas, les microzymas des glandes salivaires ne convertissent-ils pas la fécule en glucose comme ceux du pancréas? Pourquoi les microzymas du foie sont-ils capables d'évoluer en bactéries, tandis que ceux du cerveau d'adulte ne le peuvent pas? Pourquoi les microzymas du pancréas de fœtus ne saccharifient-ils pas la fécule comme ceux de l'adulte, etc.? Si ces microzymas venaient de l'air, ils devraient tous avoir les mêmes propriétés comme ferments. Il n'en est rien. Les microzymas, identiques quant à la forme, ne le sont pas quant à la fonction, qui varie d'un centre organique à un autre. La conclusion nécessaire qui découle de ces faits est la suivante : les bactéries qui apparaissent dans la putréfaction ou l'altération des tissus animaux ne proviennent pas des germes atmosphériques. La destruction de la matière organique dans ces conditions est du même ordre que celle que l'on observe dans les fermentations proprement dites, et nous verrons que les produits obtenus dans la putréfaction sont semblables à ceux des fermentations ordinaires, que l'alcool lui-même s'y retrouve.

Expérience I. — On prend 3^{kg} de viande de cheval très fraîche, en un seul morceau. On la plonge pendant dix minutes dans de l'eau bouillante pour la coaguler à la surface. La masse totale est placée le 8 juin 1879 dans un cristallisoir que l'on ferme avec un linge en tissu très serré. On constate au bout de quelques jours que la viande se gonfle par les gaz accumulés à l'intérieur. On met fin à l'expérience le 16 juillet 1879.

Un peu de liquide s'est écoulé; on l'examine au microscope : il fourmille de vibrions. La masse de viande répand

une odeur très désagréable, qui n'est pas cependant celle de la putréfaction franche, mais plutôt celle de la viande très faisandée. On ouvre le morceau de viande à l'aide d'un scalpel et l'on examine au microscope un fragment pris au centre. La viande est encore rouge, mais moins résistante que normalement. La striation du muscle a absolument disparu. On voit des microzymas libres très rares, des microzymas associés plus nombreux et une grande quantité de diverses bactéries : *Bacterium termo, articulatum, capitatum,* et même de rares leptothrix, mais pas un seul vibrion. Ce fait démontre bien que les germes de l'air n'avaient pas pénétré au centre de la masse.

La viande est découpée en petits morceaux et distillée. Le mélange mousse beaucoup, le liquide distillé est alcalin. On distille une seconde fois pour séparer l'albumine et on rectifie en présence d'un léger excès d'acide sulfurique pour retenir l'ammoniaque. Le produit obtenu est alors franchement acide. On sature par le carbonate de soude et l'on distille une dernière fois. On obtient ainsi 40^{cc} d'un liquide marquant 2° à l'alcoomètre Salleron à 15°, soit environ 0^{gr},8 d'alcool absolu. Quelques centimètres cubes sont mis en présence d'un grand excès de carbonate de potasse sec dans un tube à essai et portés à l'ébullition : on enflamme l'alcool. Le reste du liquide est traité par un mélange de bichromate de potasse et d'acide sulfurique : l'odeur désagréable de viande faisandée disparaît rapidement, le mélange devient vert, et plusieurs personnes sentent nettement l'odeur aromatique de l'aldéhyde. On abandonne le mélange à lui-même pour laisser achever l'oxydation, et l'on distille. Le liquide obtenu est acide. Il est saturé par le carbonate de soude et évaporé. Le sel cristallise avec l'aspect de l'acétate de soude ; on en obtient 0^{gr},96. Traité par l'acide sulfurique concentré, on met en liberté l'acide acétique, facilement caractérisé par son odeur.

Les eaux provenant de la séparation de l'alcool sont

additionnées d'acide sulfurique et distillées. Le liquide est très acide. Il est saturé par le carbonate de soude et évaporé à sec. On obtient ainsi environ 10^{gr} de sels de soude, lesquels, traités par de l'acide sulfurique étendu de son volume d'eau, donnent une couche huileuse. On a constaté la présence de l'acide acétique dans la solution, et dans la couche huileuse celle de l'acide butyrique et d'un peu d'acides supérieurs.

Expérience II. — Le 10 juin, on prend 4^{kg} de viande de cheval fraîche, que l'on abandonne à elle-même pendant quatre jours; au bout de ce temps elle répand une légère odeur. Dans l'intérieur même de la viande existent des bactéries et beaucoup de microzymas associés.

La viande est découpée en petits morceaux, distillée et soumise à tous les traitements que j'ai décrits plus haut. La quantité d'alcool obtenue est beaucoup plus faible, et le liquide distillé ne marque pas à l'alcoomètre. On le concentre en le distillant sur le carbonate de potasse sec; le produit obtenu peut être enflammé. Oxydé par le mélange de bichromate de potasse et d'acide sulfurique, il répand nettement l'odeur de l'aldéhyde. Oxydé complètement et distillé, il est saturé par le carbonate de soude et évaporé à sec. Traité par l'acide sulfurique, ce sel dégage l'odeur de l'acide acétique.

Le liquide, résidu de la séparation de l'alcool, évaporé à sec et traité par l'acide sulfurique, dégage l'odeur des acides acétique et butyrique.

On voit par ces expériences que la putréfaction se rapproche complètement, dans son essence, de la fermentation proprement dite. Il y a surtout analogie très grande entre elle et la fermentation butyrique, dans laquelle se produit non seulement cet acide, qui est le terme dominant, mais encore la plupart de ceux de la série grasse et l'acide caproïque en particulier. Il ne faut pas non plus être étonné de trouver l'alcool dans ce cas. L'alcool ne se pro-

duit pas seulement dans la fermentation alcoolique, mais se rencontre dans toutes les fermentations étudiées jusqu'à ce jour. M. A. Béchamp a démontré ce fait depuis bien longtemps pour les fermentations lactique, butyrique, et pour celles des acides malique, succinique, tartrique et même de la glycérine. La présence de l'alcool dans ces cas n'implique pas l'existence de globules de levûre, puisque dans les fermentations butyrique et lactique on ne constate jamais que la présence des bactéries. Nous aurons à revenir plus tard sur ce fait. La proportion d'alcool peut varier considérablement, mais on peut toujours constater sa présence. Dans les fermentations où les microzymas ou leurs termes d'évolution, les diverses bactéries, sont les agents destructeurs de la matière organique, la quantité en est toujours très faible, et cela n'a pas lieu d'étonner, puisque ces êtres peuvent le consommer aussi, le détruire pour donner de l'acide caproïque [1]. C'est précisément ce que nous constatons dans le cas de la putréfaction; les êtres qui détruisent les matières organiques du muscle étant les microzymas et les bactéries qui en dérivent, on devait en trouver, mais en très faible quantité, ce que l'expérience a vérifié.

II. — Produits existant normalement dans les tissus animaux.

Nous avons dit plus haut que la cause de la destruction des tissus après la mort était due aux microzymas que ces tissus contenaient normalement. Pendant la vie, les transformations qui s'opèrent dans nos organes ne seraient-elles pas dues aussi à ces mêmes microzymas? et, par conséquent, les phénomènes de destruction dans l'intimité de

---

[1] *Sur la fermentation caproïque, caprylique, etc., de l'alcool éthylique* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVII, p. 558).

nos tissus ne seraient-ils pas comparables à de véritables fermentations?

M. A. Béchamp avait déjà démontré que le foie, abandonné à lui-même, à l'abri absolu de l'air et sans putréfaction, donnait de l'alcool et de l'acide acétique [1]. Dans le même travail, il fait voir aussi que dans l'urine de personnes soumises préalablement à l'abstinence de vin et de boissons alcooliques on trouvait toujours de l'alcool; il cite en particulier le cas d'une personne d'une cinquantaine d'années, dans l'urine de laquelle (2^{lit}) il avait pu en séparer assez pour le mesurer à l'alcoomètre et le caractériser; mais il notait en même temps que chez les jeunes sujets l'alcool existait toujours en quantité beaucoup moindre.

Dans un autre travail [2], il montre que le lait contient normalement de l'alcool et de l'acide acétique, alcool caractérisé par toutes les réactions dont j'ai parlé plus haut et par l'analyse de l'acétate d'argent dérivant de cet alcool. Il a même donné des dosages :

	gr
1. Alcool exprimé en acide acétique pour 1000^{cc} de lait de vache...............	0,224
Acide acétique.........................	0,060
2. Alcool exprimé en acide acétique pour 1000^{cc} de lait de vache...............	0,205
Acide acétique.........................	0,065
3. Alcool exprimé en acide acétique pour 1000^{cc} de lait de vache...............	0,021
Acide acétique.........................	0,141

4. 800^{cc} de lait d'ânesse donnent 30^{cc} d'alcool à 3°,5 centésimaux et 0^{gr},036 d'acide acétique.

---

(1) *Sur la fermentation alcoolique et acétique spontanée du foie et sur l'alcool physiologique de l'urine humaine* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXV, p. 1830).

(2) *Sur l'alcool et l'acide acétique normaux du lait comme produits de la fonction des microzymas*, par M. A. Béchamp (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXVI, p. 836).

M. A. Béchamp note aussi que l'alcool augmente rapidement si on laisse le lait se cailler à l'abri de l'air.

Dans le sérum provenant de 1700^{cc} de lait, trois jours après que la coagulation se fut accomplie, il y avait :

Alcool exprimé en acide acétique	0^{gr},45
Acide acétique......................	0^{gr},48

Dans le sérum provenant de 1690^{cc} de lait, quinze jours après que la coagulation se fut accomplie, il y avait :

Alcool exprimé en acide acétique......	0^{gr},62
Acide acétique......................	0^{gr},79

On voit, d'après ces expériences, que l'alcool existe normalement dans l'urine et dans le lait, et que la quantité augmente rapidement avec l'altération de ces liquides. Nous avons vu que ce fait s'observe aussi dans la putréfaction [1]. Mais, si l'alcool se trouve dans les produits de sécrétion comme produit de la fonction des microzymas, ne devrait-on pas le rencontrer aussi dans les tissus frais des animaux? Ce que la théorie indiquait a été vérifié par l'expérience. Voici quelques faits.

I. Foie de mouton, 1840^{gr}. Il est enlevé à l'animal dès qu'il vient d'être sacrifié; il est encore chaud au moment d'être soumis à la distillation.

On opère comme dans les cas précédents; on note, à la distillation en présence du carbonate de potasse sec, des stries alcooliques très nettes. Le liquide recueilli est enflammé. Traité par le bichromate de potasse et l'acide sulfurique, il verdit et dégage l'odeur de l'aldéhyde. Après oxydation complète, le liquide distillé est saturé par le carbonate de soude. Le sel desséché, traité par l'acide sulfurique, dégage l'odeur de l'acide acétique.

---

(1) Il est probable que, dans la putréfaction extrêmement avancée, on ne trouverait pas d'alcool : celui-ci aurait été détruit par les microzymas mêmes qui l'ont produit. Nous avons parlé de ce fait plus haut.

II. Cerveaux de mouton, 450gr. Encore chauds au moment de la distillation. Traités comme plus haut, stries alcooliques; oxydés, dégagent l'odeur de l'aldéhyde. Après oxydation complète, on caractérise l'acide acétique.

III. Cerveaux de bœuf, 1340gr. Chauds au moment de la distillation. Mêmes opérations que plus haut. 50cc de liquide distillé marquent 1° à l'alcoomètre de Salleron, à $t = 15°$. Les stries alcooliques ont été constatées. Pendant l'oxydation par le mélange de bichromate de potasse et d'acide sulfurique, on constate l'odeur de l'aldéhyde; après l'oxydation, on caractérise l'acide acétique.

IV. Cette expérience a été faite avec le cerveau et les muscles d'une femme alcoolique, morte de pneumonie à l'hôpital Sainte-Eugénie de Lille, vingt-quatre heures après la mort.

Cerveau, 1100gr. Traité comme plus haut. On ne note pas les stries alcooliques. Une partie du liquide distillé, traitée par un excès de carbonate de potasse et portée à l'ébullition, peut être enflammée; mais la flamme est très petite et dure à peine une demi-seconde. Le reste du liquide verdit par le mélange oxydant déjà employé. On ne constate pas l'odeur de l'aldéhyde; mais, après oxydation complète, on caractérise l'acide acétique comme plus haut.

Muscles, 3400gr. Mêmes opérations que plus haut. On ne note pas les stries alcooliques. On peut enflammer l'alcool; la flamme est plus grande et dure plus longtemps. Le liquide verdit par l'acide chromique; on perçoit nettement l'odeur de l'aldéhyde. L'acide acétique est caractérisé après oxydation complète.

D'après ces faits, on peut généraliser et dire que dans tous les tissus de l'économie on doit retrouver de l'alcool; celui-ci ne provient point de boissons alcooliques qui peuvent avoir été ingérées, puisque dans les tissus des animaux on en découvre aussi. La quantité d'alcool ingérée peut ne pas en augmenter la proportion dans les tissus,

puisque, dans le cas de la femme alcoolique, la quantité retrouvée a été plus faible que pour les animaux; il faut dire qu'avant sa mort s'étaient écoulées douze heures sans qu'elle eût pris de boissons spiritueuses.

Ces faits, dont je viens de parler au point de vue de la Physiologie pure, peuvent avoir une très grande importance en Toxicologie. L'expert peut avoir à déterminer, dans certains cas, si la mort a eu lieu par l'ingestion de l'alcool, et, par conséquent, peut avoir à rechercher ce liquide. Suffit-il de le retrouver pour affirmer que son ingestion a été cause de la mort? D'après les expériences qui précèdent, nous pouvons répondre par la négative : la présence de l'alcool dans les tissus du sujet ne prouve rien quant à la nature de l'empoisonnement.

Cependant tous les auteurs ne sont pas d'accord sur ce point; il est bon de les discuter. M. Dragendorff dit [1] :

« On peut se demander si l'alcool retrouvé en petite quantité dans les liquides de l'économie y a pris naissance par suite d'une fermentation alcoolique des corps sucrés; le fait serait très possible quand il s'agit de restants d'aliments et de matières vomies. La démonstration rigoureuse que cette fermentation a eu lieu peut devenir cependant très difficile, car il faudrait constater le dégagement simultané d'acide carbonique et la présence de quelques globules de levûre alcoolique.

» Mais, comme on sait d'autre part que gaz et globules peuvent encore se produire dans d'autres circonstances, on voit qu'il n'est encore nullement démontré que l'alcool puisse se former dans l'économie dans les circonstances normales ou pendant la putréfaction. »

D'après les expériences qui précèdent et qui découlent de la théorie du microzyma, on voit combien les idées

---

(1) *Manuel de toxicologie*, par Dragendorff, augmenté d'un *Précis des autres questions de Chimie légales*, par E. Ritter, p. 256; 1875.

émises plus haut doivent être changées. Nous avons déjà montré que la présence de l'alcool dans une fermentation n'exige pas la présence d'un globule de levûre, puisque ce corps se produit dans toutes les fermentations citées et que l'expert n'aura jamais à faire une recherche semblable. Nous voyons aussi que, contrairement à l'opinion citée plus haut, il est parfaitement démontré que l'alcool peut se former et se forme toujours dans l'économie dans les circonstances normales et surtout dans la putréfaction; par conséquent qu'il ne suffit pas de trouver de l'alcool dans les tissus d'un homme pour pouvoir conclure à l'empoisonnement par ce liquide, à moins que l'on n'en retrouve des quantités considérables, et encore même dans ce cas ne faut-il pas conclure avec trop d'assurance. En effet, voici ce que dit M. Ludger-Lallemand (1) : « Si toute la masse encéphalique (dont le poids moyen chez un adulte est, selon M. Cruveilhier, de 1000gr à 1500gr) est soumise à la distillation immédiatement après la mort par ivresse, on doit obtenir *au moins* 3gr,25 d'alcool concentré, puisque, dans des expériences faites sur des animaux, 440gr de substance cérébrale ont donné cette quantité. »

Et ajoutent les auteurs : « On peut en trouver encore une notable proportion lors même que l'on n'opère que trente heures après la mort. » Il faut s'élever hautement contre cette dernière assertion. Nous avons vu que la quantité d'alcool est toujours extrêmement faible dans les tissus immédiatement après la mort, qu'elle augmente au contraire rapidement après. C'est donc la conclusion inverse qui est la vraie, puisqu'il faut dire que, si l'on en trouve dans ces conditions, il n'est pas dû à l'alcool ingéré, mais bien à l'alcool produit par un commencement d'altération des tissus, par un commencement de fermentation.

---

(1) *Manuel complet de médecine légale*, par J. Briand et Ernest Chaudé, p. 487; 1874.

On voit, d'après tous ces faits, qu'il faut absolument rejeter, dans une expertise médico-légale, tous les moyens délicats donnés par les auteurs pour retrouver des traces d'alcool, puisqu'ils ne démontreraient rien au point de vue toxicologique, et j'ajouterai qu'ils sont superflus : le procédé employé par M. A. Béchamp, et que j'ai indiqué plus haut, est beaucoup plus simple et donne surtout le moyen de caractériser sûrement et de doser au besoin l'alcool. Les procédés donnés par les auteurs ne permettent pas d'en déterminer la quantité et peuvent même induire en erreur : d'autres corps que l'alcool, par exemple, peuvent s'acidifier sous l'influence de la mousse de platine ou donner de l'iodoforme, comme dans la méthode de recherche recommandée par M. Lieben.

De tout cet ensemble de faits il résulte que :

1° La putréfaction est une véritable fermentation due aux microzymas normaux des tissus ou aux différents termes de leur évolution. L'alcool et l'acide acétique sont des produits constants et nécessaires de la putréfaction comme de toute fermentation, et la quantité de ces deux substances augmente, jusqu'à un certain point, avec le degré de décomposition.

2° Les tissus normaux de l'économie, absolument frais, contiennent normalement de l'alcool. La quantité en est beaucoup plus faible que dans les tissus altérés.

3° Au point de vue toxicologique, la découverte de l'alcool ne prouve rien quant à la nature de l'empoisonnement, puisque tous les tissus en contiennent, à moins que la quantité que l'on en retrouve soit considérable et dépasse, par exemple, 3^{gr},25 pour le cerveau d'adulte.

ÉTUDE THERMIQUE DE L'ACIDE SUCCINIQUE ET DE SES DÉRIVÉS;

Par M. Paul CHROUSTCHOFF.

On ne possède, en Thermochimie, des données plus ou moins complètes sur les acides organiques bibasiques que pour l'acide oxalique, grâce à une étude faite, il y a quelques années, par M. Berthelot. J'ai entrepris une série de déterminations sur ce sujet, en vue d'établir les constantes caloriques de l'acide succinique et de quelques-uns de ses sels.

I. J'ai préparé l'acide qui m'a servi pour les expériences calorimétriques en dissolvant l'acide du commerce dans de l'acide azotique concentré, chauffé à l'ébullition; trois ou quatre dissolutions successives dans l'eau de l'acide précipité à froid permettent d'obtenir un acide hydraté pur et ne contenant plus de traces d'acide azotique.

L'acide succinique anhydre a été préparé en chauffant dans un bain d'huile de l'acide hydraté avec du pentachlorure de phosphore et en séparant par une distillation fractionnée le produit de la réaction. Une dernière purification consistait à faire cristalliser l'acide anhydre d'une solution alcoolique. Je me suis assuré de la pureté de ce corps par un dosage alcalimétrique, comme l'ont indiqué MM. Berthelot et Péan de Saint-Gilles.

61^{gr} d'acide anhydre ont été dissous dans de la potasse aqueuse; la titration de l'alcali a indiqué une saturation par 62^{gr} d'acide anhydre.

II. Le dosage de l'eau de cristallisation dans les sels de l'acide succinique a donné des nombres concordant dans la majorité des cas avec ceux de Fehling. Ainsi, le sel neutre de soude contient $6H^2O^2$, le sel neutre de potasse $1H^2O^2$.

Pour déterminer la chaleur de dissolution, je me suis constamment tenu dans les conditions suivantes : je dissolvais dans 500^cc une quantité de sel telle, que la solution finale contenait 1 molécule du sel dans 400 molécules d'eau, comme dans la plus grande partie des déterminations de M. Thomsen. Pour chaque chaleur de dissolution, je donne la température initiale de l'expérience, ou bien la moyenne des températures initiales des expériences avec le même sel. Les sels alcalins sont très solubles dans l'eau, le sel neutre ammoniacal n'a pas été préparé, à cause de sa grande instabilité ; il se transforme même à froid en sel acide, avec dégagement d'ammoniaque.

III. Voici les chaleurs de dissolution de quelques sels, en présence de $400 H^2O^2$ environ :

				Cal
$C^8H^4O^8Na^2$	donne à	9° C	....	+ 8,4
$C^8H^4O^8Na^2, 6H^2O^2$	»	10	....	− 11,0
$C^8H^4O^8K^2$	»	11	....	+ 0,2
$C^8H^4O^8K^2, H^2O^2$	»	10	....	− 3,4
$C^8H^4O^8HK, H^2O^2$	»	8	....	− 7,6
$C^8H^4O^8H, NH^4$	»	11	....	− 4,9

Ce Tableau peut servir à calculer la chaleur de combinaison des sels anhydres avec l'eau solide :

			Cal
$C^8H^4O^8Na^2 + 6H^2O^2$	donnent	....	+ 10,8
$C^8H^4O^8K^2 + H^2O^2$	»	....	+ 2,2

Le sel de soude est très difficile à déshydrater ; il paraît que le dernier équivalent d'eau est très fortement lié au sel. On sait qu'il n'y a pas de rapport direct entre la chaleur de combinaison et la stabilité d'un sel hydraté, car 2 équivalents d'acétate de soude s'unissent avec $6H^2O^2$ en dégageant $8^{Cal},8$; ce qui n'empêche pas l'acétate de soude cristallisé de perdre toute son eau dans le vide à la température ordinaire.

IV. L'acide succinique, séché au bain-marie à 110° et tamisé, donne par sa dissolution dans 500^{cc} d'eau à 11° une absorption de chaleur :

$C^8H^4O^8H^2$ absorbe........ $-6^{Cal},4$.

V. Les déterminations sur la chaleur de neutralisation par les alcalis ont été faites avec une solution à $\frac{1}{4}$ d'équivalent d'acide. Elles ont donné les résultats suivants :

$C^8H^6O^8$(diss.) + $2NaHO^2$(diss.)
  = $C^8H^4O^8Na^2$(diss.) + $2H^2O^2$.......... + 26,4
$C^8H^6O^8$(diss.) + $2KHO^2$(diss.)
  = $C^8H^4O^8K^2$(diss.) + $2H^2O^2$.......... + 26,4
$C^8H^6O^8$(diss.) + $2NH^3$(diss.)
  = $C^8H^4O^8(NH^4)^2$(diss.)............... + 22,9
$2C^8H^6O^8$(diss.) + $2KHO^2$(diss.)
  = $C^8H^4O^8K^2, C^8H^6O^8$(diss.) + $2H^2O^2$.... + 27,25
$3C^8H^6O^8$(diss.) + $2KHO^2$(diss.)
  = $C^8H^4O^8K^2, 2C^8H^6O^8$(diss.) + $2H^2O^2$... + 24,76
$2C^8H^6O^8$(diss.) + $2NH^3$(diss.)
  = $C^8H^4O^8(NH^4)^2, C^8H^6O^8$(diss.)......... + 24,7

La chaleur de neutralisation par la soude et la potasse indiquée dans ce Tableau diffère notablement du nombre trouvé par M. Thomsen, nombre qui ne dépasserait pas $24^{Cal},8$. On verra par la suite que j'ai trouvé une vérification indirecte du nombre 26,4.

En faisant usage des chaleurs de dissolution des succinates neutres, on peut rapporter la combinaison de l'acide avec les alcalis à une transformation entre corps solides. On a alors :

$C^8H^6O^8$(sol.) + $2KHO^2$(sol.)
  = $C^8H^4O^8K^2$(sol.) + $2H^2O^2$(sol.)...... + 46,37
$C^8H^6O^8$ + $2NaHO^2$
  = $C^8H^4O^8Na^2$ + $2H^2O^2$.............. + 40,02
$C^8H^6O^8$ + $2NH^3$(gaz.)
  = $C^8H^6O^8, C^8H^4O^8(NH^4)^2$............ + 39,42

Une comparaison de ces résultats avec les chaleurs de neutralisation de différents autres acides, suivant le mode de comparaison proposé par M. Berthelot, permettra d'établir le caractère et l'énergie relative de l'acide succinique. En rapportant tout à l'état solide, on obtient :

Acides.	Potasse.	Soude.	Ammoniaque (gazeuse).
Acétique........ ...	21,9	18,3	18,5
Benzoïque..........	22,5	17,4	17,0
$\frac{1}{2}$ succinique.	23,19	20,01	19,7
$\frac{1}{2}$ oxalique..........	29,4	26,5	24,4
$\frac{1}{2}$ tartrique..........	27,1	22,9	»
$\frac{1}{2}$ sulfurique.........	40,7	34,7	33,8
Azotique......	42,6	36,4	34,0

On voit que l'acide succinique occupe une place intermédiaire entre l'acide benzoïque et l'acide tartrique. En solution, il se rapproche le plus de l'acide citrique; en effet, les recherches de M. Louguinine ont établi que cet acide dégage environ 13^{Cal} pour la neutralisation de chaque équivalent de soude et $11^{Cal},3$ pour chaque équivalent d'ammoniaque; tandis que je trouve pour l'acide succinique dans les mêmes conditions $13^{Cal},2$ et $11^{Cal},45$.

Les sels qui contiennent $2^{éq}$ d'acide sur $2^{éq}$ d'alcali se forment en solution avec un dégagement de chaleur supérieur à celui qui accompagne la formation des succinates dits neutres. Ainsi l'on trouve

$$2C^8H^6O^8(\text{diss.}) + 2KHO^2(\text{diss.}) = +27,25,$$

d'où l'on conclut que la réaction du sel neutre de potasse sur $1^{éq}$ d'acide dégagerait encore environ $+0^{Cal},85$ par équivalent. Pour la formation du sel suracide de potasse contenant $2^{éq}$ d'acide en plus du sel neutre, l'expérience directe démontre une absorption relative de chaleur. En effet, je trouve

$$3C^8H^6O^8 + 2KHO^2(\text{diss.}) = +24,76,$$

ce qui donnerait une absorption de — $2^{Cal},49$ pour la réaction entre la solution du sel acide et de l'acide lui-même.

N'ayant pas, pour le moment, de nombres assez exacts sur la chaleur de dissolution des sels acides et suracides, je ne puis qu'indiquer la probabilité de la formation de ces sels en solution aqueuse.

L'absorption de $2^{Cal},5$ environ dans le cas indiqué du sel suracide s'expliquerait alors par la valeur prédominante de la chaleur de dissolution d'un sel suracide, qui se formerait en quantité notable, même en présence d'une grande masse d'eau. Quelques déterminations sous des conditions variées et l'étude du coefficient de partage me permettront prochainement de donner une explication complète sur ce point intéressant.

VI. J'ai déterminé les chaleurs de dissolution de l'acide anhydre et de l'acide hydraté dans la potasse aqueuse (à demi-équivalent par litre). Le système final étant le même dans les deux cas, on conclut que la différence des deux nombres obtenus n'est autre chose que la chaleur de combinaison de l'acide anhydre avec l'eau. On trouve :

Chaleur de dissolution de $C^8H^6O^8$ dans la potasse..		+ 20,06
» » $C^8H^4O^6$ »	..	+ 29,78

On a de là, pour la réunion $C^8H^4O^6 + H^2O^2$ liquide, la différence de $+ 9^{Cal},72$. La chaleur de combinaison de l'eau solide avec d'autres acides, comparée à celle de la formation de l'acide succinique, donne le Tableau suivant :

Acide sulfurique $S^2O^6 + H^2O^2$......	+ 19,8	état solide.
» azotique $N^2O^{10} + H^2O^2$.......	+ 2,2	
» acétique $C^8H^6O^6$ (liq.) $+ H^2O^2$.	+ 17,4	
» succinique $C^8H^4O^6 + H^2O^2$....	+ 8,29	
» phosphorique $P^2O^{10} + 3H^2O^2$..	+ 29,6	

Il résulte de ces chiffres que l'acide phosphorique et sur-

tout l'acide sulfurique anhydres peuvent enlever les éléments de l'eau à l'acide succinique hydraté.

Ce phénomène de déshydratation se produit d'ailleurs de lui-même à la température d'ébullition de l'acide succinique; mais il paraît consister alors en une dissociation, accompagnée de la formation de divers hydrates. En effet, on ne parvient jamais à obtenir par la chaleur seule un acide anhydre pur; on a même cru trouver dans le produit de cette distillation un hydrate intermédiaire : $2C^8H^4O^6, H^2O^2$.

On remarquera que la chaleur de dissolution de l'acide hydraté dans la potasse, moins la chaleur de dissolution de cet acide dans l'eau pure, doit donner un nombre de Calories égal à celui qu'on obtient pour la chaleur de neutralisation par la potasse en solution. En effet :

		Cal
Chaleur de dissolution dans la potasse...	+	20,06
» » l'eau.......	—	6,4
Différence....	+	26,46

C'est là la vérification indirecte de la chaleur de neutralisation $26^{Cal},4$.

VII. Je puis ajouter encore le résultat de quelques expériences sur le déplacement de l'acide succinique par les acides minéraux. Ainsi, on obtient un dégagement de $+5^{Cal},2$ en ajoutant $1^{éq}$ d'acide sulfurique à $1^{éq}$ de succinate de potasse dissous dans de l'eau. La différence N — N' des chaleurs de neutralisation étant environ

$$5^{Cal} = 31,4 - 26,4,$$

le dégagement de chaleur observé indiquerait un déplacement complet par l'acide sulfurique.

Le mélange avec $1^{éq}$ d'acide chlorhydrique donne un

dégagement de chaleur de $2^{Cal},4$; tandis que la différence $N - N'$ n'est dans ce cas que d'une seule calorie environ. Ce dernier résultat demanderait toutefois à être corrigé par des données exactes sur les chaleurs de dilution de l'acide succinique et de ses sels [1].

SUR UN NOUVEAU MODE DE FORMATION DE L'ACIDE DIMÉTHYLACRYLIQUE;

Par M. E. DUVILLIER,
Préparateur à la Faculté des Sciences de Lille.

Lors de la réunion à Paris de l'Association française pour l'avancement des Sciences, j'ai indiqué qu'il m'avait été impossible jusque-là d'obtenir pur l'acide éthyliso-oxyvalérique en traitant le bromo-isovalérate d'éthyle par l'éthylate de sodium, à cause de la formation d'une réaction secondaire [2]. Je suis parvenu depuis à déterminer la nature du corps qui prend naissance en même temps que l'acide éthyliso-oxyvalérique, dans la préparation de celui-ci; ce corps, comme je le démontrerai ultérieurement, est l'acide diméthylacrylique, isomère de l'acide angélique.

L'acide diméthylacrylique se forme en même temps que l'acide éthyliso-oxyvalérique lorsque l'on traite le bromo-isovalérate d'éthyle par l'éthylate de sodium en solution dans l'alcool absolu; il se forme d'une part de l'éthyliso-

(1) Ce travail a été exécuté dans le laboratoire de M. Berthelot.

(2) *Association française pour l'avancement des Sciences*, Congrès de Paris, 1878, p. 439.

oxyvalérate d'éthyle et du bromure de sodium, comme le montre la formule suivante,

$$\underbrace{\begin{matrix}CH^3\\ CH^3\end{matrix}\Big\rangle CH-CH, Br-CO, OC^2H^5}_{\text{Bromo-isovalérate d'éthyle.}} + C^2H^5, ONa$$

$$= NaBr + \underbrace{\begin{matrix}CH^3\\ CH^3\end{matrix}\Big\rangle CH-CH, OC^2H^5-CO, OC^2H^5}_{\text{Éthyliso-oxyvalérate d'éthyle.}},$$

et d'autre part du diméthylacrylate d'éthyle, du bromure de sodium et de l'alcool; cette réaction peut se représenter par l'équation suivante :

$$\underbrace{\begin{matrix}CH^3\\ CH^3\end{matrix}\Big\rangle CH-CH, Br-CO, OC^2H^5}_{\text{Bromo-isovalérate d'éthyle.}} + C^2H^5, ONa$$

$$= \underbrace{\begin{matrix}CH^3\\ CH^3\end{matrix}\Big\rangle C = CH-CO, OC^2H^5}_{\text{Diméthylacrylate d'éthyle.}} + NaBr + C^2H^5, OH.$$

Après quelques heures d'ébullition au réfrigérant à reflux, la réaction est terminée. On distille l'alcool, puis on ajoute de l'eau au résidu; le bromure de sodium se dissout et l'éther se rassemble à la partie supérieure du liquide; on le sépare, on le sèche et on le distille. On recueille ce qui passe entre 155° et 190°.

L'éther ainsi obtenu ne se laisse pas purifier par distillations fractionnées. Soumis à l'analyse, il a fourni les résultats suivants :

I. 0gr,426 ont fourni 0gr,9875 d'acide carbonique et 0gr,384 d'eau.

II. 0gr,3595 ont fourni 0gr,832 d'acide carbonique et 0gr,336 d'eau.

III. $0^{gr},3835$ ont fourni $0^{gr},892$ d'acide carbonique et $0^{gr},3425$ d'eau.

Ces nombres indiquent que le produit obtenu a une composition intermédiaire entre celle de l'éthyliso-oxyvalérate d'éthyle et celle du diméthylacrylate d'éthyle, comme le montre le Tableau suivant :

	Calculé ($C^9H^{18}O^3$).	Trouvé. I.	Trouvé. II.	Trouvé. III.	Calculé ($C^7H^{12}O^2$).
C....	61,99	63,22	63,12	63,43	65,62
H....	9,76	10,01	10,38	9,92	9,38
O....	28,25	»	»	»	25,00
	100,00				100,00

Pour retirer de ce produit l'acide diméthylacrylique qui s'y trouve à l'état d'éther éthylique, on le saponifie à l'aide d'une solution de potasse additionnée de son volume d'alcool; puis on chasse l'alcool, on neutralise exactement l'excès de potasse par l'acide sulfurique, on ajoute une quantité convenable de sulfate de zinc pour faire la double décomposition avec les sels organiques de potasse, on évapore à sec au bain-marie, et l'on reprend par l'alcool. L'éthyliso-oxyvalérate, le diméthylacrylate et une petite quantité d'isovalérate de zinc se dissolvent. On chasse l'alcool, et l'on décompose par l'acide sulfurique étendu les sels de zinc solubles dans l'alcool. On reprend par l'éther, et l'on obtient, après avoir chassé ce dissolvant, un liquide qui laisse déposer à basse température des cristaux incolores, transparents, d'acide diméthylacrylique.

Ces cristaux sont peu solubles dans l'eau, mais ils sont très solubles dans l'alcool et l'éther.

Soumis à l'analyse, ils ont fourni les résultats suivants :

$0^{gr},225$ ont fourni $0^{gr},1735$ d'eau et $0^{gr},493$ d'acide carbonique.

Ces nombres conduisent à la composition de l'acide diméthylacrylique :

	Calculé.	Trouvé.
C^5............ ...	60,00	59,75
H^8..............	8,00	8,56
O^2..............	32,00	»
	100,00	

Cet acide fut neutralisé par la baryte, la liqueur évaporée à sec, et le résidu chauffé à 120° fournit un sel de baryte dont $0^{gr},348$ laissèrent par l'incinération $0^{gr},2035$ de carbonate de baryte, ce qui correspond à la composition du diméthylacrylate de baryte :

	Calculé.	Trouvé.
Ba...............	40,89	40,64

La formation de l'acide diméthylacrylique en faisant réagir l'éthylate de sodium sur le bromo-isovalérate d'éthyle est assez analogue à la formation de l'acide crotonique, que Hell et Lauber (1) ont obtenu en faisant réagir une solution de potasse dans l'alcool absolu sur le bromobutyrate d'éthyle. Cet acide diméthylacrylique est identique avec l'acide obtenu par Neubauer (2) en oxydant par le permanganate de potasse l'acide valérianique provenant de l'alcool amylique de fermentation, neutralisant par l'acide sulfurique et distillant, et dont M. Miller a démontré l'identité avec l'acide diméthylacrylique (3) qu'il obtient en oxydant dans les mêmes conditions l'acide isobutylformique (acide valérianique inactif), obtenu synthétiquement à l'aide du cyanure d'isobutyle en suivant les

(1) *Deutsche chemische Gesellschaft*, t. VII, p. 560; 1874.
(2) *Annalen der Chemie*, t. CVI, p. 63; 1858.
(3) *Deutsche chemische Gesellschaft*, t. XI, p. 1526 et 2216; 1878.

indications d'Erlenmeyer et Hell [1] et de Schmidt et Sachtleben [2].

D'après M. Miller, l'acide diméthylacrylique ne prendrait pas naissance directement par l'oxydation de l'acide valérianique; mais la formation de l'acide diméthylacrylique serait due dans ces conditions à la déshydratation d'un acide iso-oxyvalérique qu'il est parvenu à isoler et dont la formule serait

$$\left.\begin{array}{l}CH^3\\CH^3\end{array}\right\rangle C, OH - CH^2 - CO, OH.$$

Enfin, tout récemment, MM. Semljanitzin et Saytzeff [3] ont obtenu l'acide diméthylacrylique en traitant par le trichlorure de phosphore l'éther éthylique de l'acide oxyvalérique, ayant pour formule

$$\left.\begin{array}{l}CH^3\\CH^3\end{array}\right\rangle C, OH - CH^2 - CO, OH,$$

que M. Saytzeff [4] obtient en oxydant l'allydiméthylcarbinol.

Ce dernier mode de production de l'acide diméthylacrylique porte à trois le nombre des procédés qui permettent d'obtenir synthétiquement cet acide, et l'on voit, en outre, que ces trois procédés sont complètement différents.

---

(1) *Annalen der Chemie*, t. CLX, p. 264; 1871.
(2) *Ibid.*, t. CXCIII, p. 91; 1878.
(3) *Ibid.*, t. CXCVII, p. 72; 1879.
(4) *Ibid.*, t. CLXXXV, p. 157; 1877.

SPECTRES FUGITIFS OBSERVÉS PRÈS DU LIMBE SOLAIRE;

PAR M. L. TROUVELOT.

Les observations spectroscopiques qui font le sujet de ce Mémoire furent faites à mon observatoire physique de Cambridge, durant les années 1877, 1878, 1879 et 1880, à l'aide d'une lunette de $0^m,162$ d'ouverture, munie d'un excellent spectroscope à réseau diffractif, construit par Alvan Clark et fils.

Comme le Soleil est l'objet d'une étude spéciale de ma part depuis une dizaine d'années, j'observe cet astre chaque fois que les conditions atmosphériques le permettent, au moins une fois par jour, et même, très souvent, trois et quatre fois, quand il se présente quelque chose d'intéressant, et je dessine les protubérances qui s'élèvent çà et là sur la chromosphère qui l'entoure.

Le 30 août 1877, à $2^h 30^m$, je faisais mon observation journalière du Soleil à l'aide du spectroscope, quand mon attention fut vivement éveillée par un phénomène singulier que je remarquais pour la première fois. J'étais occupé à explorer minutieusement la circonférence solaire, étudiant tous ses accidents, et étais arrivé à 153°, sur un groupe de protubérances brillantes, quand tout à coup le spectre solaire que j'examinais fut envahi avec la rapidité de l'éclair et traversé par des spectres linéaires très brillants, qui se succédaient rapidement et parcouraient toute la longueur visible du spectre. A ce moment, la fente du spectroscope était placée tangentiellement au limbe, sur l'extrémité d'une grande protubérance qui s'élevait à plus de 2′ au-dessus de la chromosphère; par conséquent, ils ne pouvaient provenir de la photosphère, distante alors de plusieurs milliers de kilomètres, à moins que celle-ci ne fût lancée à la hauteur où était placée la fente par quelque

force intra-solaire. En éloignant la fente de 3′ et même 4′ de la chromosphère, des spectres semblables se montraient; mais au delà ils se faisaient de plus en plus rares, et bientôt ils disparurent complètement. Ces spectres étaient éblouissants, projetés comme ils l'étaient sur le fond sombre du spectre solaire affaibli, et leur éclat était au moins comparable à celui du spectre solaire lui-même, quand il s'élance par la fente grande ouverte du spectroscope. Par leur allure intermittente et saccadée, par leur éclat et leur rapidité, ils rappelaient l'étincelle électrique sortant de la machine d'induction.

Tous ces spectres dardaient leurs rayons de toutes réfrangibilités sur le spectre solaire affaibli avec la rapidité de l'éclair et s'éteignaient instantanément à l'endroit même où ils étaient apparus. Un seul, cependant, se montra sous un caractère différent, car, au lieu de s'éteindre comme les autres où il avait pris naissance, il était doué d'un mouvement rapide de transport à travers le spectre solaire, sur lequel il se mouvait parallèlement à lui-même et à celui-ci. Après avoir examiné ce phénomène pendant plusieurs minutes, j'explorai successivement les autres parties du limbe avec la fente placée à différentes hauteurs au-dessus de la chromosphère. Quelques-unes de ces parties donnaient des spectres linéaires plus ou moins nombreux, tandis que d'autres n'en donnaient aucun dans le même intervalle de temps. En général, les spectres observés près de la grande protubérance se distinguaient de ces derniers en ce qu'ils étaient plus étroits, plus brillants, et avaient moins de durée.

Le foyer principal, où les spectres se montraient en plus grande abondance, d'abord situé à quelques degrés au nord de la grande protubérance, à 147°, se transporta ensuite au sud de cette protubérance, à 158°.

Lors de leur première apparition, les spectres étaient nombreux et se succédaient avec rapidité, à raison de cinq ou six par seconde, et même davantage peut-être. Plus

tard, ils étaient moins nombreux et se ralentirent; alors il s'écoulait souvent plusieurs secondes avant qu'il en apparût de nouveaux. A aucun moment, du reste, les spectres n'apparurent à des intervalles égaux; ils ne présentaient aucune régularité. Cependant, quand après quelques moments d'arrêt il en apparaissait un, il était généralement suivi d'une série d'autres, presque aussitôt, comme s'il eût été leur précurseur. Ce phénomène fut observé pendant une heure entière, tellement il avait d'intérêt pour moi. A 3^h30^m, des spectres partaient encore des mêmes points du limbe; en outre, un nouveau foyer fut découvert à 130°. A 5^h50^m, on voyait encore des spectres linéaires brillants près de la protubérance, à 153°.

Pour la commodité et la clarté du sujet, j'aurai à distinguer ici les spectres rapides et étroits qui font le sujet de cet écrit du spectre solaire sur lequel ils apparaissent. Comme leur caractère le plus saillant est leur peu de durée, leur fugacité, je les distinguerai dans ce Mémoire sous le nom de *spectres fugitifs,* appellation qui semble leur convenir et rappelle leur rapidité et leur durée éphémère.

Le 31 août, le phénomène observé la veille se montrait encore durant l'observation du Soleil faite entre 8^h40^m et 10^h. Mais ce jour les spectres fugitifs étaient beaucoup moins nombreux et aussi moins brillants qu'ils n'étaient le jour précédent. Sur le limbe est du Soleil, à 153°, et là où la veille les spectres s'étaient montrés si nombreux, il y avait une grosse et grande masse faculaire très brillante, avec une petite tache solaire sous sa bordure à l'ouest.

D'après le Tableau suivant, il sera facile de se former une idée du phénomène. La première colonne donne la position des différents points du limbe qui ont été observés chacun pendant une demi-minute; la seconde, les particularités de la chromosphère située au-dessous; la troisième, le nombre de spectres fugitifs observés durant l'unité de temps, et la quatrième, enfin, donne le caractère le plus saillant des spectres.

ANGLE de position.	PARTICULARITÉS DE LA CHROMOSPHÈRE.	NOMBRE de spectres.	CARACTÈRE DES SPECTRES.
14°	Petite protubérance aiguë	4	Linéaires, très brillants.
25	Chromosphère épaisse	//	
35	Pas de protubérances	//	
45	Chromosphère assez épaisse	//	
60	Chromosphère mince	//	
75	Grand groupe de quatre protubérances occupant 10° sur le limbe	1	Pas très brillant.
90	Chromosphère mince	//	
105	Petite flamme solaire	3	Mobiles, allant du sud au nord de l'image solaire.
125	Petite protubérance aiguë	2	Peu brillants.
135	Petite proéminence	6	Linéaires et très brillants.
147	Petites flammes aiguës	2	Larges et diffus.
153	Grand groupe de protubérances de 2′45″ de hauteur	4	Étroits et très brillants.
205	Pas de protubérances	//	
215	Quelques petites flammes aiguës	//	
225	Chromosphère épaisse	//	
240	Chromosphère mince	1	Faible.
255	Petite protubérance	2	Très faibles.
270	Quelques petites aigrettes	//	
285	Petite proéminence	//	
295	Protubérance de 45″ de hauteur	2	Larges et assez brillants.
305	Chromosphère hérissée de pointes aiguës	//	
315	Aigrettes	3	Très peu lumineux, à peine visibles.
327	Chromosphère mince	//	
340	Petit groupe de protubérances	3	Pas très brillants.

Le soleil fut observé de nouveau de 1^h à 2^h, mais aucun spectre fugitif n'a été remarqué durant cette observation. Il est vrai qu'à ce moment des vapeurs lactées remplissaient le ciel et diminuaient considérablement l'éclat de l'image solaire et des protubérances, mais on verra plus loin que de telles vapeurs n'empêchent pas les spectres fugitifs d'être visibles.

Le 1er septembre, le Soleil se montra seulement quelques minutes entre les nuages entr'ouverts et aucun spectre ne fut observé.

Le 2 septembre, le Soleil observé à 2^h donne un grand nombre de spectres fugitifs qui diffèrent entre eux en éclat et en durée. Parmi ces spectres, les uns sont fixes, les autres mobiles, ces derniers étant les plus nombreux. Le mouvement des spectres consiste en un transport plus ou moins rapide des spectres fugitifs à travers le spectre solaire, qui s'exécute parallèlement à celui-ci. Dans la grande majorité des cas, le mouvement apparent s'exécutait dans la même direction sur le spectre solaire; un seul des spectres observés se mouvait dans une direction opposée à celle des autres. Durant ces observations, la fente du spectroscope était placée à 2′ ou 3′ au-dessus du limbe et était tangente avec lui. En la plaçant perpendiculairement au limbe, les spectres fugitifs devenaient beaucoup plus rares, et, parmi ceux qui se montraient, très peu étaient mobiles. Parmi les spectres, il s'en montra un plus singulier que les autres : il était mobile, mais, au lieu d'être brillant comme les autres, il formait une raie sombre sur le spectre solaire, tout à fait semblable, en apparence, au spectre des taches solaires. Un spectre large et diffus apparut aussi quand la fente était éloignée de 2′ ou 3′ de la chromosphère.

Le 3 septembre, le Soleil est observé entre $8^h 45^m$ et $9^h 15^m$ et ne donne pas un seul spectre fugitif; mais, étant de nouveau examiné vers 2^h, il s'en montre quelques-uns à de longs intervalles. Tout près du limbe est, et là où la

veille j'avais vu tant de spectres fugitifs, il y avait une grosse facule brillante accompagnée d'une petite tache solaire. Il devait y avoir de grandes perturbations sur cette partie du Soleil, car, le 4 septembre, un grand groupe de taches solaires s'était formé en cet endroit. Ce groupe était composé de deux grandes taches avec pénombre et d'une douzaine de petites taches parasites disséminées çà et là parmi des facules brillantes. De plus, il se montrait une grande tache voilée parmi ce groupe. Quand la fente du spectroscope passait sur ce groupe, la raie C était parsemée de grosses taches noires, dont plusieurs projetaient sur le spectre solaire, et indiquaient ainsi le mouvement de masses d'hydrogène absorbant la lumière solaire.

Après le 3 septembre, les spectres fugitifs cessent de se montrer, et, bien que le Soleil fût journellement observé au spectroscope, près d'une année s'écoule avant qu'il en apparaisse de nouveaux.

Le 29 juillet 1878, je me trouvais à Creston, dans le territoire du Wyoming, afin d'observer l'éclipse totale du Soleil pour l'observatoire naval de Washington. J'observai le Soleil au spectroscope de 9^h du matin à $12^h 30^m$, afin de reconnaître et d'étudier la configuration de la chromosphère et des protubérances. A ma grande surprise, je n'eus pas plutôt mis l'œil à l'oculaire que je vis le spectre solaire traversé par des spectres fugitifs nombreux. Jamais encore je ne les avais vus se montrant avec une telle profusion, car peu de secondes s'écoulaient sans qu'il en apparût plusieurs, qui passaient comme l'éclair sur la bande sombre du spectre solaire affaibli. Parmi ces spectres, il y en avait de toutes les largeurs, depuis le plus mince filet lumineux jusqu'à des bandes occupant près de $1°$ du limbe. Il y en avait de tous les éclats, les uns fixes et les autres mobiles, et, parmi ces derniers, souvent tandis que les uns suivaient une direction, les autres suivaient une direction

opposée, et cela quelquefois au même instant. C'était comme une suite de jets lumineux, une succession rapide d'étincelles électriques qui s'élançaient et disparaissaient en un instant, pour être remplacées par d'autres qui avaient le même sort. L'apparition des spectres n'était pas régulière et isochrone, cependant, mais plutôt intermittente et comme saccadée, leur succession étant interrompue de temps à autre par des moments d'arrêt assez courts; après quoi une autre série, un autre groupe succédait au précédent; le spectre solaire se trouvait souvent envahi par plusieurs spectres à la fois. Ce phénomène continua, avec quelques alternatives de repos très-courtes, pendant toute la matinée, et durait encore à 1^h30^m, au moment de ma dernière observation spectroscopique du Soleil. Si l'on avait compté les spectres fugitifs qui traversèrent le spectre solaire durant cette matinée mémorable, certainement leur nombre aurait monté à plusieurs milliers.

Malheureusement je n'eus pas le loisir de donner à l'observation de ce phénomène important ni le temps ni l'attention qu'il méritait, car j'avais d'autres devoirs à remplir. Je fis part du phénomène curieux qui se montrait au professeur V. Harkness, qui avait sa station à quelques centaines de mètres de la mienne, et il fut témoin de l'apparition des spectres fugitifs, ainsi que tous les astronomes attachés à son expédition. Je n'eus pas le temps d'observer le Soleil après l'éclipse, ce que je regrette infiniment aujourd'hui; mais notre retour fut si précipité que nos instruments étaient démontés une demi-heure après l'éclipse.

Le 27 septembre de la même année, je fus encore témoin du phénomène des spectres fugitifs. Vers 8^h du matin, j'observais le Soleil au spectroscope, quand j'aperçus quelques spectres traversant le spectre solaire; mais, pour la plupart, ils étaient faibles et peu brillants.

Huit mois se passèrent sans que je revisse trace du phé-

nomène. Le 27 mai 1879, j'observais le Soleil à $10^h 40^m$, quand des spectres fugitifs se montrèrent en quelques points du limbe. Le foyer principal d'où ils semblaient s'élancer était près d'un groupe de protubérances situé à 26°. En général, ces spectres étaient peu brillants, mais assez larges cependant, et parfois il se montrait un spectre linéaire très brillant au milieu d'un spectre plus large et plus diffus. Parmi ces spectres, il y en avait beaucoup qui étaient mobiles, la direction de leur mouvement apparent étant pour la plupart du nord au sud de l'image solaire. Chose assez curieuse, le phénomène n'eut que très peu de durée et cessa presque subitement après dix minutes d'observation. Le Soleil, observé de nouveau à 1^h, ne donnait aucun spectre près de la grande protubérance, à 26° ; mais sur le limbe opposé, à 200°, il en apparut deux à six minutes d'intervalle. L'observation, continuée encore pendant quinze minutes, ne révéla aucun spectre; mais, reprise à $1^h 30^m$, j'en observai un à 200°.

Le 28 mai, le ciel était rempli de vapeurs lactées, et malgré cela les spectres fugitifs se montraient en assez grand nombre; mais ceux-ci étaient localisés sur un arc de 50° d'étendue, de 88° à 138°. Le limbe, observé sur toute sa circonférence pendant une heure entière, ne montra pas un seul spectre en dehors de l'arc ci-dessus indiqué. Ces spectres n'étaient pas très brillants, et ils apparaissaient à des intervalles inégaux. Tantôt il s'en montrait plusieurs en une seconde, tantôt plusieurs minutes s'écoulaient sans qu'on en vît un seul. En général, ils se produisaient comme par averses, les sporadiques étant plus rares. Quand un de ces derniers spectres apparaissait, il était généralement suivi d'une averse d'autres, comme s'il eût été leur avant-coureur. Beaucoup avaient un mouvement de transport exécuté tantôt dans un sens, tantôt dans le sens opposé. L'un de ces spectres mobiles se montra sous un aspect unique et tout nouveau. Il for-

mait une bande diffuse occupant environ 1° du limbe, et sur celle-ci apparaissaient très distinctement quatre ou cinq spectres linéaires parallèles, très étroits et excessivement brillants, qui rayaient le spectre diffus sur toute sa longueur et se mouvaient de concert avec lui. Les spectres avaient un mouvement général du sud au nord de l'image solaire, le renversement du spectroscope ne changeant rien à leur direction. Il y avait quelques protubérances à l'endroit où apparaissaient les spectres fugitifs. Le Soleil observé de nouveau de $5^{h}40^{m}$ à $6^{h}5^{m}$, il ne se montra aucun spectre.

Près d'un mois s'écoule alors avant que les spectres fugitifs se présentent à l'observation.

Le 23 juin, à 10^{h}, il s'élance un spectre fugitif très étroit d'un point situé à 100° sur le limbe; mais l'observation, continuée sur le reste de la circonférence, n'en révèle plus aucun autre.

Le 27 juin, à $10^{h}20^{m}$, un spectre fugitif unique se montre à 124°; l'observation du limbe n'en montre pas d'autres.

Le 6 juillet, à $2^{h}10^{m}$, trois spectres fugitifs furent observés. Les deux premiers, qui étaient fixes et très étroits, apparurent au-dessus d'un groupe de protubérances situé à 60°; l'autre, qui était mobile et plus large, occupait environ 1° du limbe et apparut au-dessus d'une grosse protubérance brillante située à 334° sur le limbe. L'observation, continuée pendant un quart d'heure encore, ne révéla plus aucun spectre.

Le 11 juillet, à $8^{h}55^{m}$, j'examinais une protubérance assez élevée, située à 54°, quand le spectre solaire fut traversé avec rapidité par un spectre fugitif très brillant, qui fut suivi à quelques minutes d'intervalle par deux autres spectres moins brillants. Le même endroit, examiné pendant quinze minutes, ne présenta plus de spectres, pas plus que les autres parties du limbe.

Le 17 ou le 18 septembre, me trouvant à l'Observatoire de Paris avec M. Thollon, qui travaillait alors à la revision de son magnifique dessin du spectre solaire, je vis quelques spectres fugitifs traverser le spectre solaire durant les quelques minutes que je passai à examiner une protubérance. M. Thollon m'apprit qu'il avait observé la veille des spectres semblables à ceux que je venais de voir, avec M. l'amiral Mouchez, directeur de l'Observatoire. Quand un mois plus tard je repassai par Paris, en retour pour les États-Unis, j'appris de M. Thollon qu'il avait encore vu des spectres fugitifs en une ou deux occasions durant mon absence.

Enfin, le 2 février 1880, à $1^h 55^m$, j'observais une protubérance brillante de $1' 40''$ de hauteur, située à 39° du limbe, quand je vis apparaître des spectres fugitifs en assez grand nombre. Les spectres se montraient quand j'éloignais la fente de $1'$ et même de $2'$ au-dessus du sommet de la protubérance. Ces spectres n'étaient pas très brillants; il n'y en avait que quelques-uns parmi eux qui le fussent, ceux-ci étant plus fixes et ayant moins de durée que les autres, qui pour la plupart étaient mobiles, leur mouvement apparent s'exécutant du nord au sud de l'image solaire. J'observai les spectres en cet endroit pendant cinq ou six minutes, après quoi j'explorai avec soin les autres parties du limbe, dans l'espoir d'en retrouver en d'autres endroits; mais ce fut inutilement, car je n'en vis apparaître aucun, pas même au-dessus d'une grande tache solaire située à 46° et alors très proche du limbe. Après cette exploration infructueuse du limbe, je retournai à 39°, à la place où j'avais observé les spectres, avec l'intention de les étudier plus particulièrement que je n'avais pu le faire. Mais alors ils étaient devenus très rares, et, à mon grand désappointement, ils cessèrent bientôt complètement de se montrer. Je restai encore vingt minutes l'œil à l'oculaire, dans l'espoir de

les voir réapparaître, mais ce fut en vain : il n'en apparut plus un seul. Durant les cinq ou six minutes qu'avait duré mon observation des spectres fugitifs, il en parut de cinquante à soixante, et peut-être même davantage. La protubérance au-dessus de laquelle les spectres se montraient était dans le voisinage de la grande tache mentionnée plus haut. Le lendemain de cette observation, on voyait des facules ramifiées brillantes qui s'étendaient de la tache solaire au nord-est jusqu'au limbe, et couvraient précisément l'endroit au-dessus duquel les spectres se montraient la veille.

Ici se terminent mes observations de cet intéressant phénomène, qui ne s'est montré, comme on le voit, que rarement et de loin en loin, et qu'il serait si important d'étudier encore. Bien que le phénomène ne se soit montré à moi que rarement, il est possible cependant, et même probable peut-être, qu'il se produise plus souvent qu'on ne serait porté à le penser d'après ces observations. En effet, si je n'ai observé les spectres que quinze fois en près de trente mois, il ne faut pas oublier que la durée totale de mes observations spectroscopiques du Soleil n'embrasse nécessairement qu'une bien faible partie de cette période. Du 30 août 1877 au 23 février 1880, où se terminent mes observations, j'ai observé le Soleil spectroscopiquement 413 fois. En adoptant 30 minutes comme la durée moyenne de chaque observation, on obtient un total de 206 heures 30 minutes d'observations spectroscopiques sur une durée totale de 21792 heures : c'est $\frac{1}{100}$ environ du temps qui s'est écoulé en près de trente mois. En moyenne, cela équivaudrait à une observation journalière du Soleil de 13 minutes 39 secondes environ sur les 1440 minutes qui composent un jour. On comprend par cela que des spectres fugitifs auraient pu se produire chaque jour, pendant 23 heures 46 minutes consécutives, sans que j'aie pu en voir un seul.

La première fois que j'observai les spectres fugitifs, ma pensée, d'abord, fut d'attribuer leur origine soit à des éruptions solaires de corps solides ou liquides incandescents émettant des rayons de toute nature, soit à la chute de météores venant de l'espace se précipiter sur le Soleil. Mais bientôt le doute entra dans mon esprit, je craignais d'avoir affaire à quelque illusion optique, ou bien que les spectres n'eussent leur origine dans l'atmosphère terrestre, ou même dans le tube de la lunette qui servait à faire mes observations. J'avais comme une sorte de répugnance à admettre leur origine extra-terrestre. Je pensai que des corps légers, susceptibles de réfléchir fortement la lumière solaire, flottant dans l'atmosphère, tels que certaines graines, des poussières, des fils d'araignée, comme on en voit souvent avec les lunettes, seraient capables de produire les spectres, quand l'image solaire qu'ils réfléchissent viendrait à traverser la fente du spectroscope. Aussi j'essayai de toutes les manières pour les reproduire artificiellement, en faisant passer des poussières, des petits bouts de papier, des barbes de plume, des graines de pissenlit, des fils d'araignée, etc., devant l'objectif de la lunette à différentes distances ou devant la fente du spectroscope, en tenant l'image solaire très rapprochée d'elle, mais inutilement; je n'obtins rien qui ressemblât à des spectres fugitifs, même de très loin. Le tube de la lunette ainsi que le spectroscope furent nettoyés intérieurement avec soin, dans la crainte que quelque fil d'araignée ou autres corps légers en mouvement ne produisissent les spectres; mais après cela ils continuèrent de se montrer comme auparavant. Je profitai d'une averse de neige pour observer le Soleil au spectroscope, mais aucun spectre ne fût produit.

Malgré toutes ces déceptions, mon esprit rebelle n'était pas encore convaincu et éprouvait toujours de la répugnance à admettre l'origine cosmique des spectres; aussi

je me gardai de publier mes observations. Mes derniers doutes reposaient sur le fait que les spectres n'avaient jamais été observés par moi durant les mois d'hiver, mais toujours durant ceux d'été, où des insectes, des graines de toutes sortes sont disséminés dans l'atmosphère, et j'avais toujours présents dans ma mémoire ces fils d'araignée, nommés *fils à la Vièrge,* que j'avais vus si souvent en été près du Soleil, brillant comme des étoiles de première grandeur. Mais le 2 février dernier, un des jours les plus froids de l'année, par le calme le plus parfait, il était impossible que des insectes, des graines ou des fils d'araignée, ou même des poussières, en fussent la cause; il ne faisait pas un souffle de vent, et moi-même étais transi de froid sous de chauds vêtements. Alors mes doutes s'évanouirent : il fallut bien que je me rendisse à l'évidence cette fois, et aujourd'hui je suis parfaitement convaincu de leur origine cosmique.

Du reste, l'observation du phénomène lui-même, bien raisonnée, exclut son origine terrestre. En effet, l'état de l'atmosphère ne semble avoir aucune influence sur lui; les vents les plus violents n'amènent pas les spectres; ils se montrent aussi souvent sous le ciel le plus pur et durant les jours les plus calmes que par le vent et la tempête. Les nuages passant près du Soleil n'ont rien à faire avec lui non plus. Quand les spectres se montrèrent en si grande abondance à Creston, le jour de l'éclipse totale de Soleil, le vent soufflait avec violence. Si les spectres eussent été produits par des corps en mouvement dans l'atmosphère, ils auraient dû se mouvoir tous dans le même sens, celui du vent, comme cela a lieu pour les spectres diffus formés par les nuages en mouvement en certains jours; mais il n'en était pas ainsi : les spectres fugitifs observés en cette occasion se mouvaient dans toutes les directions, comme je l'ai dit plus haut. Le fait bien observé qu'ils semblent affecter certaines régions du limbe, qu'ils se montrent

en certains endroits du Soleil pendant des heures entières quand on n'en voit aucun dans d'autres, exclut encore leur origine terrestre. En effet, on ne voit pas, s'ils étaient terrestres, la cause de leur préférence pour certaines régions plutôt que pour d'autres; on devrait les voir partout indistinctement.

Il me paraît donc bien établi, d'après ces observations, que les spectres fugitifs ont une origine cosmique. Mais quelle est cette origine?

Le 27 juin 1869, Zöllner remarquait qu'aussitôt qu'il amenait la fente du spectroscope près de certains endroits du limbe solaire, où les protubérances étaient particulièrement grandes et brillantes, des spectres linéaires brillants traversaient le spectre solaire affaibli, même quand la fente était éloignée de 3′ ou 4′ du limbe. « Ces spectres, dit-il, passaient sur toute la longueur visible du spectre solaire et devenaient si intenses en certains endroits du limbe, qu'ils produisaient l'impression d'une série de décharges électriques se succédant l'une l'autre, et parcourant en ligne droite toute la longueur du spectre. M. Vogel, qui ensuite prit part à ces observations pendant quelque temps, reconnut le même phénomène en différents endroits du limbe où il y avait aussi des protubérances. » C'est là évidemment le même phénomène que j'ai observé huit années plus tard. Zöllner remarque que « le phénomène peut s'expliquer par l'hypothèse que des corps incandescents très petits se meuvent près de la surface du Soleil et émettent des rayons de tous les degrés de réfrangibilité, et produisent des spectres étroits quand leur image vient à passer devant la fente du spectroscope. »

Zöllner n'émet aucune opinion ni sur la nature des corps incandescents produisant les spectres, ni d'où ils peuvent provenir.

Pour expliquer leur présence près du Soleil, deux hypothèses également possibles se présentent. La première,

déjà ancienne, suppose que l'espace est rempli de particules de matière, de petits corps solides circulant autour du Soleil dans toutes les directions, qui, venant à passer près de l'astre, se trouvent attirés vers lui et tombent à sa surface à la manière des étoiles filantes et des météores dans notre atmosphère, en émettant des rayons de toute nature, par suite de la haute température qu'ils acquièrent en arrivant dans le voisinage du Soleil. C'est même à l'aide de cette hypothèse que l'on a cherché à expliquer la constance des radiations solaires et que, dernièrement, quelques astronomes ont tenté d'expliquer les phénomènes de la Couronne, observés durant les dernières éclipses de Soleil.

La seconde hypothèse suppose que les forces solaires, mises en action à certains jours par des causes ignorées, produisent des perturbations profondes de l'astre, qui se manifestent par des éruptions de matières incandescentes, soit solides, soit liquides, qui sont lancées avec impétuosité dans toutes les directions, à de grandes hauteurs, dans l'atmosphère solaire.

L'une et l'autre de ces hypothèses expliqueraient, il semble, le phénomène des spectres fugitifs, sinon dans tous ses détails, mais au moins dans ce qu'il présente de plus caractéristique.

Quoique la première hypothèse ne manque pas de probabilité, à première vue elle ne me semble pas cependant être aussi susceptible que la dernière de s'accorder avec les faits, et surtout parce que nous n'avons aucune observation qui puisse nous autoriser à admettre que des météores tombent réellement sur le Soleil. C'est seulement par analogie et pour expliquer certains phénomènes que l'on a admis cette hypothèse, tandis que, de l'autre côté, nous avons une quantité de faits qui nous prouvent positivement, sinon que les forces solaires lancent des matières solides ou liquides incandescentes à de grandes hauteurs, mais a

moins qu'elles lancent des gaz et des vapeurs métalliques. En effet, l'observation spectroscopique ne nous a-t-elle pas révélé que les forces solaires soulèvent et lancent à des hauteurs immenses, qui dépassent quelquefois plus de 300 000^{km} (7′), de vastes masses d'hydrogène incandescent, qu'elles soutiennent à ces hauteurs pendant des heures entières ? Nous savons encore que ces mêmes forces soulèvent non seulement l'hydrogène au-dessus de la photosphère, mais nous savons encore qu'elles soulèvent souvent avec lui des vapeurs plus pesantes, telles que celles de sodium, de magnésium, de fer, etc., quoique ce soit cependant à des hauteurs beaucoup moindres. L'observation spectroscopique a révélé des éruptions gigantesques d'hydrogène, et moi-même j'ai été témoin un grand nombre de fois de ces phénomènes formidables, où l'hydrogène, lancé avec une rapidité incroyable à des hauteurs de 5′, 6′ et même 7′, retombait vers l'astre en larmes de feu, en gouttes immenses formant une gerbe incandescente ayant l'éclat et l'apparence du métal en fusion. De là à lancer des matières solides ou liquides incandescentes il semble qu'il n'y ait plus qu'un pas.

Le fait que les spectres fugitifs semblent affecter certaines régions du Soleil qui sont particulièrement soumises à des perturbations profondes, manifestées par des taches, des facules et des protubérances brillantes, tend encore à leur attribuer une origine solaire plutôt que météorique.

Il est digne de remarque que presque chaque fois qu'il est apparu des spectres fugitifs ils sont restés visibles pendant plusieurs heures, et même quelquefois pendant plusieurs jours consécutifs. Ce fait semble aussi favorable à l'une qu'à l'autre des deux hypothèses. Il est aussi remarquable que, dans la majorité des cas, les spectres ne sortaient pas d'un foyer unique, mais de plusieurs, quelquefois nombreux, qui se trouvaient souvent disséminés sur toute la circonférence solaire. Certainement il serait

très difficile d'expliquer ce fait avec l'hypothèse météorique, d'après ce que nous connaissons des étoiles filantes, qui, le jour des grandes averses, nous viennent toutes d'un seul point de l'espace, et non de tous à la fois, comme ce serait ici le cas sur le Soleil. De plus, le spectre des étoiles filantes n'a pas le caractère des spectres fugitifs; il est gazeux, tandis que l'autre est continu. Si les spectres avaient leur origine sur le Soleil, le dernier fait s'expliquerait avec plus de facilité; mais alors il faudrait admettre que les perturbations solaires sont quelquefois simultanées ou se produisent sur une si vaste échelle, qu'elles embrassent l'astre dans toute son étendue. S'il en était ainsi, il n'y aurait rien d'impossible à ce que la largeur inusitée de la Couronne, observée durant l'éclipse totale du Soleil le 29 juillet 1878, ne dût sa cause à une telle perturbation, car en ce jour les spectres fugitifs étaient nombreux et se montraient sur toute la circonférence solaire.

Du reste, je ne prétends rien préjuger ici sur la nature ou sur l'origine des spectres fugitifs; il serait peut-être prématuré de le faire à présent, et je réserve mon appréciation du phénomène jusqu'à plus ample information. Il faudra réunir encore des observations pour faire la lumière sur ce sujet. Avec de nouvelles observations, il est très probable qu'il sera possible, en suivant le mouvement apparent des spectres, d'arriver à reconnaître si les corps qui les produisent tombent de l'espace vers le Soleil ou bien, au contraire, s'ils s'élancent du Soleil vers l'espace. Une telle constatation déciderait et de leur origine et de leur nature, et il y a lieu de penser qu'elle pourra s'obtenir assez facilement.

SUR LES IMAGES ACCIDENTELLES DES OBJETS BLANCS;

PAR M. J.-M. SEGUIN.

J'ai publié, dans les *Annales de Chimie et de Physique* ([1]), des observations sur les images accidentelles des objets colorés, se rapportant seulement aux images dont la couleur est complémentaire de celle de l'objet, et démontrant : que l'image prend naissance dans les yeux pendant qu'on regarde l'objet; qu'elle vacille avec la direction du regard; qu'on la voit non seulement en fermant les yeux, mais en les ouvrant vers une surface blanche; que la vivacité et la persistance de cette image sont en raison de l'intensité de la lumière propre de l'objet et croissent aussi avec la durée de la contemplation.

J'ai décrit, dans la même Note, les images accidentelles des objets blancs, autant que j'avais pu les reconnaître jusqu'alors. Elles sont remarquables par les phases colorées qu'elles présentent. Mais le phénomène est compliqué et il faudra bien des observations pour en analyser tous les détails. Quelques-unes de celles que j'ai publiées sont d'accord avec celles de M. Fechner et de M. Helmholtz ([2]); mais il est nécessaire que des résultats de ce genre soient vérifiés souvent par la même personne ou par des personnes différentes. Dans un second Mémoire, présenté à l'Académie des Sciences ([3]), j'ai donné une description plus complète des images qui succèdent à la contemplation des objets blancs. Depuis lors, ne pouvant m'appliquer à des obser-

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. XLI, p. 413.

([2]) *Optique physiologique,* édition française, p. 480, 495, 507.

([3]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. LXX, p. 322.

vations fréquentes, qui ne sont pas sans danger pour les yeux, j'ai eu soin toutefois, dans les occasions favorables, de contrôler et d'étendre les résultats déjà obtenus. Dans la présente Note, j'exposerai ceux qui m'ont offert le plus de netteté et de constance.

1. Mais il est utile que je m'arrête un moment au cas des objets colorés, pour établir les caractères de l'image accidentelle qui se montre immédiatement au moment où l'on ferme les yeux après une contemplation de courte durée. Cette première image a la couleur propre de l'objet ; comme l'autre, elle est d'autant plus accentuée que l'objet est plus fortement éclairé, mais elle est très fugitive. Elle est remplacée par l'image à couleur complémentaire, d'autant plus rapidement que la contemplation a été plus longue, si bien qu'au delà d'une certaine limite on cesse de pouvoir l'observer. La première image a reçu le nom d'*image accidentelle positive;* la seconde est l'*image négative.*

Les nombres suivants donneront une idée de la persistance de l'une et de l'autre image, selon la durée de la contemplation. Dans une de mes expériences, l'objet était un morceau de drap rouge, placé sur un drap noir et exposé au soleil. On fermait les yeux tout de suite après la contemplation. L'image positive était rouge, l'image négative vert bleuâtre.

Durée de la contemplation.	Durée de l'image positive.	Durée de l'image négative.
Fraction de seconde.	3 secondes	8 secondes.
1 seconde.........	2 »	17 »
2 »	» »	29 »
3 »	1 »	» »
4 »	fraction	40 »
8 »	inappréciable	48 »

Dans une autre expérience, l'objet était un papier

orangé sur un fond noir. Après la contemplation, on regardait l'image au plafond, sans fermer préalablement les yeux : la couleur de l'image était bleue.

Durée de la contemplation.	Durée de l'image négative.
10 secondes	23 secondes.
15 »	33 »
20 »	42 »
30 »	47 »

Chacun des nombres est la moyenne de deux ou plusieurs estimations, qui ne varient, pour les longues durées, que d'une ou deux secondes.

2. J'arrive au cas des objets blancs. Un carré de papier blanc est exposé au soleil, au milieu d'un drap noir. Je le regarde un seul instant, aussi court que possible, et je ferme les yeux. L'image est un peu confuse : on ne voit d'abord qu'une clarté blanche; mais il ne faut qu'une fraction de seconde pour que sa forme se dessine, semblable à celle de l'objet, et alors on la voit se teindre en jaune clair et brillant; à cette nuance se mêle du vert. Ces deux couleurs sont très fugitives. L'image passe à une couleur bleue, tantôt plus claire, tantôt plus sombre. Puis elle devient très sombre, et parfois on croirait qu'elle s'éteint momentanément; mais, dans d'autres expériences, on reconnaît qu'elle a passé seulement à un violet très foncé. Ce violet s'éclaircit quelquefois en se teintant de rose, et enfin l'image tourne à un jaune verdâtre fort terne et s'évanouit.

Nous avons donc à noter ici, après le blanc, les phases jaunes et vertes, très claires, mais très fugitives, une phase bleue plus persistante, une phase violette assez variable et des teintes finales encore imparfaitement caractérisées. Dans mon premier travail, j'avais remarqué seulement le vert, le bleu, le violet, avec une sorte de trouble ou d'in-

décision au moment où le violet va faire place aux dernières teintes.

3. Les observations suivantes ont pour objet d'analyser les variations de la phase violette, en appliquant au papier blanc une contemplation plus ou moins longue avant de fermer les yeux, sans dépasser toutefois quelques secondes.

Après deux secondes, le violet n'est plus aussi sombre, l'image n'a plus l'air de s'éteindre. Cependant il est d'abord assez foncé, mais il s'éclaircit en tournant au rose. L'image passe alors aux teintes finales, où l'on distingue un jaune orangé et une nuance verdâtre assez sombre.

Après cinq secondes, on a de la peine à noter les premières phases jaune et verte. L'image ne se fixe guère qu'au bleu, mais ce bleu devient lilas, et c'est tout ce qui reste de la phase violette. Souvent, après le bleu, qui est lui-même très clair, l'image paraît blanchâtre, et même quelquefois si blanche, qu'on croirait voir l'objet lui-même avec tous les accidents de sa surface. En revanche, les teintes finales, jusqu'ici indécises, se caractérisent davantage. L'image se teint de jaune, d'abord faiblement; mais le jaune s'accentue, il tourne à l'orangé ; on aperçoit sur les bords de l'image des couleurs nouvelles qui l'occuperont successivement.

Si l'on fait durer la contemplation plus longtemps, on ne voit rien des couleurs initiales. Un peu de trouble se produit au moment où l'on ferme les yeux, mais l'image prend aussitôt sa forme et elle présente immédiatement les phases qui ne venaient tout à l'heure qu'en second lieu.

Nous venons donc de constater une série de couleurs comprenant le jaune, le vert, le bleu et le violet. Ces couleurs sont peu persistantes, surtout les premières, qui échappent même à l'analyse quand la contemplation a duré quelques secondes. De plus, la dernière, c'est-à-dire le violet, qui, dans le cas d'une contemplation très courte,

s'assombrit et semble s'effacer avant de céder la place à une seconde série de couleurs, se montre plus claire et de plus en plus lavée de blanc au fur et à mesure que la contemplation se prolonge. Tantôt ce violet est réduit à une nuance lilas; tantôt il manque tout à fait et il est remplacé par une image blanche : on peut le croire neutralisé par le jaune, qui est la première couleur de la seconde série. En même temps les phases de celle-ci s'accentuent de plus en plus et se distinguent davantage les unes des autres.

Les intervalles de temps que j'exprime en secondes sont notés approximativement, les mêmes effets se produisant d'ailleurs avec des temps différents, selon l'éclairement de l'objet.

Le disque du Soleil en plein jour est très propre à l'observation de la première série des couleurs de l'image accidentelle, parce que, en raison de l'intensité de la lumière objective, l'image s'imprime fortement dans les yeux, si courte que soit la contemplation. Après un regard jeté rapidement sur le Soleil, on ferme les yeux et on les couvre d'un bandeau. On voit à l'instant même une clarté éblouissante, qui est blanche ou faiblement jaune au milieu ; autour se trouve un rayonnement d'un vert très brillant, qui s'étend aussitôt sur toute l'image. Puis celle-ci tourne au bleu clair et enfin devient tantôt lilas, tantôt violette. Le jaune et le vert sont très fugitifs, le bleu et le violet un peu plus persistants; après, vient une série de couleurs que nous décrirons plus loin.

La série composée du jaune, du vert, du bleu et du violet présente donc les caractères suivants : elle est d'autant plus accentuée que la lumière émise par l'objet est plus intense, mais elle est toujours fugitive ou peu persistante; elle est d'autant plus fugitive que la contemplation a été plus longue ; elle est comme refoulée, ou neutralisée, ou dissimulée, en partie ou même en totalité, par d'autres

teintes qui, au contraire, se prononcent de plus en plus. Ces caractères sont ceux de l'image positive d'un objet coloré : nous sommes ainsi conduit à considérer la première série comme l'image positive d'un objet blanc.

M. Helmholtz assigne à l'image positive d'un objet blanc, d'après ses observations, celles de M. Fechner et les miennes, les couleurs bleu verdâtre, bleu et violet tirant de plus en plus sur le rouge ([1]).

4. Les phénomènes qui succèdent à l'image positive sont eux-mêmes variables selon l'intensité et la durée de la contemplation. Quels qu'ils soient, nous pouvons les regarder, d'après ce que nous venons de dire, comme représentant les phases de l'image négative d'un objet blanc. Nous analyserons de notre mieux les apparences que nous avons observées.

L'objet étant un carré de papier blanc exposé au soleil dans un fond noir, si la contemplation ne dure pas plus de deux ou trois secondes, l'image négative se réduit, comme il a été dit plus haut, à deux couleurs assez ternes, qui sont un jaune sale et un vert sombre.

Après une contemplation un peu plus longue, ces deux couleurs se caractérisent mieux ; elles deviennent plus claires. Entre le jaune et le vert, on voit apparaître du bleu. Puis on s'aperçoit que plusieurs couleurs coexistent en même temps, l'image étant jaune dans la plus grande partie de son étendue et montrant sur ses bords des zones, où l'on démêle de dedans en dehors des teintes rougeâtres, violacées, du bleu et du vert, le tout assez sombre jusqu'à présent. Au delà du vert, le contour de l'image s'éclaircit un peu et présente une teinte jaune plus terne que le jaune central.

C'est alors que l'image négative commence à entamer l'image positive, en effaçant le violet dans une teinte

---

([1]) *Optique physiologique*, p. 489.

blanchâtre, qui fait immédiatement place à la couleur jaune négative.

Quand la contemplation a duré environ une demi-minute, plus ou moins, l'image positive cesse d'être perceptible; l'image négative est parvenue à l'état que j'ai décrit dans mon premier Mémoire et présente un ensemble de colorations qui est assurément ce qu'il y a de plus brillant, de plus constant et de plus facile à observer dans les images accidentelles des objets blancs, savoir:

En fermant les yeux, on trouve l'image avec une couleur jaune très franche et très vive. Quelquefois, cependant, le jaune paraît d'abord teinté de vert, mais ne tarde pas à se montrer purement jaune. Ensuite il incline au rouge : on peut dire qu'il devient orangé. Le changement se fait à partir du bord et gagne peu à peu le milieu. En même temps les zones du contour s'élargissent et s'avancent vers le centre. L'image passe ainsi au violet, à un bleu très beau et au vert d'abord assez clair, mais de plus en plus sombre. Au delà du vert, on voit encore du jaune assez terne, qui semble quelquefois se confondre avec la clarté répandue au fond de l'œil, mais souvent affecte très nettement la forme de l'image. L'image s'évanouit toutefois par la diffusion de ce jaune dans le champ visuel.

5. Cette description n'est pas complète, et nous devons y ajouter quelques traits, pour le cas où la contemplation est très énergique.

Le disque du Soleil, dont nous avons pu observer l'image positive à la suite d'une contemplation nécessairement très courte, fournit aussi, par l'impression profonde que sa lumière fait sur les yeux, l'image négative la plus développée que nous ayons pu voir. Entre la série des couleurs positives et la série des couleurs négatives très persistantes, telles que nous venons de les décrire, on saisit une série nouvelle de nuances très claires, très brillantes, moins fugitives que les couleurs positives, moins persistantes dans

les yeux fermés que les phases déjà mentionnées de l'image négative. En effet, après que l'image positive a passé par le jaune, le vert, le bleu et le lilas ou le violet, on voit reparaître le bleu clair, presque pareil au précédent; ce bleu devient verdâtre; on voit en même temps une bordure d'un jaune très clair qui ne tarde pas à s'étendre sur la totalité de l'image. A ce point l'image est si claire en son milieu qu'elle semble tout à fait décolorée; mais le jaune se caractérise bientôt, et alors, avec le centre jaune et les zones périphériques, l'image a l'aspect dont j'ai rappelé plus haut la description. Toutefois la persistance des couleurs est telle, que souvent la progression des zones vers le centre semble ne pouvoir se faire. L'image se rapetisse de plus en plus, claire au milieu, plus sombre sur les bords, et elle finit par s'évanouir en laissant une place jaune. Ce dernier jaune formait autour d'elle une zone plus nette que dans le cas de l'image d'un papier blanc; on trouve même qu'il se termine extérieurement par un cercle rougeâtre.

L'image imprimée dans l'œil par la lumière directe du Soleil offre donc des couleurs nombreuses. Outre la série des couleurs positives, comprenant, après le blanc, le jaune, le vert, le bleu et le violet, on est fondé à distinguer dans l'image négative deux groupes, l'un de couleurs lavées de blanc et peu durables, l'autre de couleurs moins claires, quoique brillantes et très persistantes, se rejoignant par le jaune, qui paraît être la fin du premier groupe et le point de départ du second. La série négative complète comprendrait le bleu, le vert, le jaune, l'orangé, le rouge, le violet, le bleu, le vert, le jaune, avec une zone rougeâtre.

6. J'ai pensé qu'il ne serait pas impossible de découvrir dans l'image d'un papier blanc les nuances bleues et vertes qui précèdent, dans l'image du Soleil, la série constante commençant par le jaune. Déjà nous avons dit plus haut qu'à la suite d'une longue contemplation ce jaune est

quelquefois teinté de vert. J'ai regardé très fixement soit un drap blanc, soit un carré de papier blanc exposé à un soleil ardent du midi. J'ai poussé quelquefois l'expérience jusqu'à la fatigue extrême et je me suis exercé à saisir ce qui se passait dans le champ visuel au premier instant après avoir fermé les yeux. Il va sans dire que je n'ai pas retrouvé les couleurs attribuées à l'image positive. Mais j'ai vu, après une contemplation de durée moyenne, environ vingt secondes, l'image débuter par le jaune. Après une contemplation plus longue, environ trente secondes, la première couleur était bleue; le vert et le jaune venaient ensuite. Après quatre-vingts secondes on a même distingué, au début de l'image, non pas toujours, mais quelquefois, des traces de couleur lilas. Je n'ose faire état de cette dernière indication, qui est peu constante; mais, si elle signifiait que l'image négative doit être considérée comme commençant par le lilas, ou violet rose, la même remarque s'appliquerait aisément à l'image du Soleil, à la condition de partager entre l'image positive et l'image négative le violet ou le lilas qui se montre après le bleu de la première et avant le bleu de la seconde.

7. Les expériences précédentes m'ont permis de refaire les observations curieuses de M. Fechner sur la coloration qui affecte l'objet lui-même pendant la contemplation, lorsqu'elle se prolonge. La surface se colore en jaune, puis en gris bleu ou bleu, puis en violet rouge ou rose. Le passage du jaune au bleu par le vert ne s'est jamais présenté dans les expériences de M. Fechner ([1]). Pour ma part, j'ai souvent jugé que la première couleur était jaune verdâtre, et j'ai vu nettement du vert au bord de la surface, tandis que le milieu était jaune. Or, d'après des expériences faites sur un objet blanc de grande surface exposé au soleil, je crois pouvoir affirmer que ces effets de coloration prennent

---

([1]) *Optique physiologique*, p. 491.

naissance au milieu du champ visuel et s'étendent vers les bords; le vert précède donc le bleu dans l'ordre de l'apparition des couleurs, et cet ordre comprend le jaune, le vert, le bleu, le violet, le rose.

8. La coloration apparente d'un objet blanc fortement éclairé, pendant qu'on le regarde fixement et longtemps, est un effet de la présence de l'image accidentelle négative dans les yeux et de l'influence qu'exerce sur cette image la lumière blanche extérieure.

Le développement de l'image négative pendant la contemplation d'un objet coloré est un fait trop constant pour qu'il puisse être mis en doute à l'égard d'un objet blanc. Cette image se projette sur la surface de l'objet, et c'est ce qui fait que la surface blanche semble se ternir ou se colorer diversement. Quand on incline un peu le regard, une partie de la surface de l'objet reste couverte par l'image et ternie, l'autre se découvre et paraît au premier moment avec sa blancheur primitive.

D'un autre côté, il est non moins certain que l'image négative, une fois imprimée dans les yeux, change, sinon d'aspect général, du moins de phase, selon qu'on tient les yeux fermés ou qu'on les ouvre en les tournant vers un champ plus ou moins éclairé. L'effet de la lumière blanche extérieure est de faire avancer l'image dans ses phases successives. En ouvrant les yeux peu à peu, on la voit passer rapidement par les mêmes nuances, qui se seraient avancées lentement du bord au milieu si les yeux étaient restés fermés. Mais cet effet n'est que transitoire, car, en refermant les yeux, on retrouve l'image comme elle était avant qu'on les eût ouverts ou avancée seulement comme elle l'aurait été si l'on se fût dispensé de les ouvrir. Les couleurs qui sont le plus près de s'effacer disparaissent dans la lumière extérieure, comme un objet peu lumineux s'évanouit au regard au milieu d'un fond plus éclairé.

L'image du Soleil, dont les couleurs sont si fortement imprimées que les zones périphériques ne gagnent pas toujours le milieu dans les yeux fermés, conserve souvent le même état quand on ouvre les yeux vers une surface blanche médiocrement éclairée; mais, si la surface est plus lumineuse, le milieu de l'image, qui était jaune, par exemple, devient rougeâtre ou violacé; dans une clarté encore plus grande, l'image est bleue ou verdâtre; projetée sur un ciel légèrement brumeux et tout près du Soleil, elle est d'un jaune clair tirant à peine sur le vert: elle a ainsi passé du premier jaune au dernier. Toutes ces nuances, vues avec les yeux ouverts, sont peu accentuées : elles sont lavées de blanc; elles ressemblent tout à fait à celles dont paraît se teindre la surface d'un objet blanc qu'on regarde longtemps: c'est qu'en effet l'un des phénomènes se confond avec l'autre.

La surface de l'objet blanc qu'on regarde est à la fois la source du rayonnement qui imprime l'image négative dans les yeux et une surface éclairée sur laquelle on projette cette image. Si l'impression est modérée et que l'image n'ait pas acquis tout son développement, sa présence à la surface de l'objet passe inaperçue et cette surface n'en est pas sensiblement modifiée. Si au contraire l'image est très développée, si elle est arrivée, par exemple, au point où elle montre dans les yeux fermés une de ses premières phases, elle subsiste à la surface de l'objet, comme sur toute autre surface blanche, avec une des phases subséquentes, peut-être le dernier jaune, ou le vert qui le précède, ou le bleu, ou même le violet rougeâtre. C'est dans cet ordre que les couleurs de l'image négative doivent émerger dans la clarté de la surface blanche qu'on regarde de plus en plus longtemps, car l'effacement produit par cette clarté est un effet instantané, qui se produit tout entier au moment de la projection de l'image sur la surface, tandis que l'impression de l'image est progressive, et plus la contemplation

dure, plus l'image acquiert de résistance à l'effacement; en d'autres termes, plus la nuance où elle s'arrête est voisine des premières phases. Il est donc vrai que la surface d'un objet blanc regardé longtemps et avec énergie doit paraître, comme l'a vu M. Fechner, mais avec le vert en plus, d'abord jaune, puis verdâtre, puis bleue, puis violacée ou rose. Ces nuances doivent se développer, comme je l'ai noté plusieurs fois, du centre à la circonférence, c'est-à-dire dans le sens contraire à celui où l'on voit, les yeux fermés, les phases s'éteindre progressivement.

9. Je ne pense pas qu'il soit possible de faire actuellement la théorie des phénomènes précédents; mais il ne sera peut-être pas inutile pour la théorie future de rapporter ici quelques expériences montrant la superposition de plusieurs images dans la même partie du champ visuel, comme s'il y avait dans l'œil coexistence des mouvements qui en sont probablement la cause.

Pour combiner une image positive avec une image négative, on commence par regarder une feuille de papier blanc éclairée par le soleil et on a ainsi dans les yeux l'image négative de cette feuille, laquelle passe successivement par les phases habituelles. A différentes époques, on jette un regard rapide sur un petit carré de papier blanc exposé aussi au soleil et on ferme chaque fois les yeux. On voit le carré se dessiner au milieu de cette feuille, et cette apparition est d'autant plus accentuée qu'elle se présente dans une phase plus avancée de la grande image. Or, en regardant le carré un temps très court, l'œil a conservé de lui l'image positive, et en effet on reconnaît, au milieu de la phase actuelle de la feuille, les couleurs qui caractérisent l'image positive du papier. Ainsi, la feuille étant à la couleur bleue, le carré se montre d'abord d'une manière assez indécise, mais il passe bientôt au bleu en se distinguant du fond par une nuance particulière, et enfin au violet.

J'ai superposé deux images négatives dans les conditions

suivantes. On regarde pendant cinquante secondes une bande de papier blanc exposée au soleil. Sans fermer les yeux, on projètte l'image en partie sur une feuille carrée de papier blanc qui est également éclairée par le soleil et en partie sur le fond noir qui supporte la bande et la feuille. On maintient l'image de la bande dans cette situation pendant quinze secondes, et, par conséquent, on regarde pendant le même temps la feuille elle-même. On ferme les yeux. On voit alors une image négative composée de trois parties, dont le Tableau suivant donne, non toutes les phases, mais les phases concomitantes pour certaines époques :

Phases de la partie de la bande qui a été projetée sur le fond noir.	Phases de la partie de la bande qui a été projetée sur la feuille.	Phases de la feuille.
Jaune......	Vert jaunâtre.	Violet.
Jaune rouge.	Jaune.	Violet.
Violet......	Jaune rouge.	Bleu.
Bleu.......	Rouge.	Bleu vert.
Bleu.......	Violet.	Verdâtre.
Vert......	Bleu.	Jaune diffus.
Jaune diffus.	Bleu vert.	Jaune diffus.

La feuille de papier qui n'a été regardée que pendant quinze secondes donne l'image dont les phases avancent le plus rapidement jusqu'à la disparition complète. Les phases sont plus lentes pour l'image de la bande de papier qui a été regardée pendant cinquante secondes; mais ce qui est remarquable, c'est que la partie de l'image projetée sur le fond noir a moins de persistance que la partie projetée sur la feuille. La lumière blanche de la feuille, tout en produisant son effet d'effacement apparent quand les yeux sont ouverts, fait naître une image négative de la feuille qui renforce celle de la bande; le résultat est le

même que si la seconde moitié de la bande avait été regardée aussi longtemps qu'on a regardé la bande et la feuille.

J'ai varié cette expérience. L'image vert bleu d'une bande d'étoffe rouge a été renforcée de même par la lumière d'une surface blanche. Dans le cas où la surface sur laquelle on projette l'image d'une bande blanche est faiblement éclairée, les deux parties de l'image de la bande accomplissent leurs phases en même temps. Si, au contraire, l'image négative de la surface est très lumineuse par rapport à celle de la bande, celle-ci n'y marque pas sa trace sensiblement.

On reconnaît de même l'effet de l'impression faite par la lumière du fond dans les résultats assez curieux de l'expérience suivante. On a regardé pendant quarante secondes une bande de papier blanc exposée au soleil sur un drap noir. La surface était sensiblement ternie ou colorée quand on a fermé les yeux. L'image négative, très brillante dans un fond sombre, a parcouru toutes ses phases, depuis le bleu du premier groupe jusqu'au jaune final, qui a conservé pendant quelque temps la forme de l'objet, puis s'est confondu avec la lueur d'une teinte un peu différente qui occupait le fond de l'œil. La forme de l'objet étant effacée, on découvre un peu les yeux et on revoit l'image avec sa forme primitive, comme une tache sombre au milieu du champ éclairé par la lumière qui vient du dehors. On achève d'ouvrir les yeux en les portant au plafond : l'image se dessine avec une faible nuance tirant sur le bleu ou sur le vert ; elle devient jaunâtre et s'efface. On ferme de nouveau les yeux : l'image reparaît comme une tache sur le fond plus clair formé par l'image positive du plafond. Mais celle-ci passe rapidement au vert foncé négatif ou s'éteint, en laissant un fond obscur, et alors on voit l'image avec sa teinte jaunâtre qui se diffuse bientôt. On peut recommencer la manœuvre et voir alternativement, au plafond et dans les yeux fermés, l'image de la bande se montrer un

instant et s'éteindre. Dans l'une de mes expériences, les alternatives se sont reproduites un grand nombre de fois et elles ont duré plusieurs minutes. On voit par là à quelle réserve on serait tenu, s'il s'agissait, non de comparer les durées apparentes des images dans des conditions semblables, comme nous l'avons fait plus haut, mais de mesurer la persistance de l'état dans lequel l'impression d'une vive lumière met l'organe de la vue.

SUR LA DÉCOMPOSITION DU BIOXYDE DE BARYUM DANS LE VIDE, A LA TEMPÉRATURE DU ROUGE SOMBRE;

Par M. BOUSSINGAULT.

Il y a une vingtaine d'années, je m'étais proposé ce problème : *Extraire, pour les besoins des arts et en quantité considérable, le gaz oxygène de l'atmosphère.* Je rappelai alors qu'il était assez singulier qu'on n'eût pas encore un moyen de séparer industriellement ce gaz mélangé à l'azote, et j'ajoutai que la seule fois où l'on vit une substance saisir, concréter l'oxygène de l'air, pour le restituer ensuite à l'état gazeux, ce fut dans cette mémorable expérience par laquelle Lavoisier isola les deux éléments constitutifs de l'atmosphère en chauffant pendant plusieurs jours du mercure dans un volume d'air confiné. Lavoisier obtint ainsi quelques particules d'un précipité rouge, d'où il retira de l'oxygène. Par la lenteur de l'opération, par l'exiguité du produit, ce procédé restait en dehors du programme que je m'étais tracé.

Parmi le nombre, d'ailleurs fort restreint, des corps dont je pouvais disposer pour arriver au but que je désirais atteindre, je choisis la baryte à cause de la propriété dont elle

est douée, propriété découverte par Thenard, de fixer l'oxygène à une assez basse température pour le laisser échapper quand on porte le bioxyde formé à un degré de chaleur suffisamment intense.

Je n'ai pas à reproduire la description des appareils institués au Conservatoire des Arts et Métiers, où, si j'ai pu continuer à les faire fonctionner bien que je cessasse d'appartenir à cet établissement, ayant été envoyé au Conseil d'État par l'Assemblée constituante, ce fut parce que M. Dumas, alors Ministre de l'Agriculture et du Commerce, prit sur lui de me laisser la jouissance de mon laboratoire, ce qui ne se fit pas sans difficulté.

Je me bornerai à rappeler en peu de mots le principe du système adopté après que j'eus trouvé que la suroxydation de la baryte avait lieu dans l'air atmosphérique comme dans le gaz oxygène pur.

L'air, préalablement desséché, passait sur de la baryte contenue dans des tubes maintenus au rouge naissant; l'oxydation achevée, on interceptait le courant et l'on portait les tubes à une forte incandescence pour décomposer le bioxyde, dont l'oxygène, au moyen d'une certaine disposition, se rendait dans un gazomètre. La température étant abaissée, on rendait l'air, et le bioxyde reconstitué était de nouveau décomposé. Par une suite d'oxydations et de désoxydations consécutives on se procurait, avec un appareil en permanence ayant quelques kilogrammes de baryte répartis en plusieurs tubes, de grandes quantités de gaz oxygène presque pur. Mais, après avoir fait fonctionner la même baryte durant un certain temps, il surgit une difficulté grave dont je n'ai trouvé la cause qu'après des recherches multipliées, dans lesquelles je fus assisté avec le plus grand zèle par mon préparateur, M. Houzeau.

On reconnut que, par suite des opérations qu'elle subissait, la baryte perdait l'énergie de son pouvoir absorbant pour l'oxygène. Après s'être assuré que cet amoindrisse-

ment d'activité ne pouvait être attribué ni à des impuretés, ni à la vapeur aqueuse ou à l'acide carbonique que l'air appelé pour l'oxydation aurait retenu, on alla jusqu'à se demander si cet affaiblissement dans la faculté absorbante n'aurait pas pour origine une action particulière de l'azote de l'air. Alors, sans rien changer au dispositif des appareils, on substitua un courant de gaz oxygène au courant d'air atmosphérique. Le résultat fut exactement le même : la faculté d'absorption diminua rapidement. Une expérience décisive montra bientôt que cette diminution était la conséquence d'une modification survenue dans l'état moléculaire de la baryte.

On prépara cette terre en en décomposant le nitrate dans un creuset de platine enfermé dans un creuset de terre, que l'on porta à une température bien supérieure à celle qui eût été nécessaire pour décomposer le sel. La baryte ainsi obtenue était très dense et ne s'hydratait que difficilement. En cet état, elle n'absorbait plus l'oxygène qu'avec lenteur. Cette résistance à l'oxydation, je n'hésitai pas à en voir la cause dans la contraction que la baryte éprouve par l'effet d'une chaleur intense et prolongée.

Une fois cela admis, on fut conduit à chercher un moyen de décomposer le bioxyde de baryum à une température assez peu élevée pour que la baryte résultant de la décomposition conservât son aptitude à une nouvelle réoxydation.

La première idée qui se présenta fut de faire intervenir la vapeur aqueuse. Dans un tube chargé de bioxyde préparé avec l'air atmosphérique on injecta un courant de vapeur. En quelques instants on vit passer dans le gazomètre une centaine de litres de gaz oxygène, sans qu'on eût augmenté la température à laquelle avait eu lieu l'oxydation, le rouge obscur. Un jeune chimiste du plus grand mérite, Ebelmen, assistait à l'opération ; il croyait toute difficulté levée ; je ne partageai pas cette illusion. La vapeur décompose, il

est vrai le bioxyde, même bien au-dessous du rouge, mais c'est en donnant naissance à un hydrate sur lequel l'oxygène n'exerce plus d'action.

J'interrompis ces recherches, détourné que je fus par d'autres occupations, et aussi par cette considération qu'il n'y avait plus le même intérêt à se procurer de l'oxygène à bon marché depuis qu'avec les fours à gaz de Siemens on produisait des températures telles, que la préoccupation du métallurgiste n'était plus d'en augmenter l'intensité, mais de trouver des matières terreuses assez réfractaires pour les supporter sans être fondues. La chaux seule était alors jugée apte à réaliser cette condition ; toutefois, à cause de sa faible cohésion, on ne pouvait en faire des creusets qu'on devait manœuvrer à un feu violent quand ils étaient chargés de 20^{kg} à 30^{kg} de métal en fusion ; elle convenait surtout pour les soles immobiles des foyers. C'est ce que comprirent MM. Henri Sainte-Claire Deville et Debray en établissant un four à réverbère en chaux ; c'est en employant pour combustible le gaz de la houille, comme comburant le gaz oxygène, qu'ils créèrent la nouvelle métallurgie du platine sortie des laboratoires de l'École Normale.

J'ajouterai que pour les besoins de cette industrie et de quelques autres bien limitées, si on laisse en dehors celle du fer et de l'acier, on retire avec avantage l'oxygène des oxydes de manganèse, des chlorates, des manganates et, ainsi que l'a pratiqué récemment M. Henri Sainte-Claire Deville, de l'acide sulfurique.

Néanmoins, on abandonne rarement une idée dont on a été fortement préoccupé ; aussi ai-je cru devoir revenir, en me plaçant à un point de vue purement scientifique, sur l'étude du procédé d'extraction de l'oxygène de l'atmosphère, à l'occasion des travaux si remarquables de MM. Henri Sainte-Claire Deville et Debray sur la dissociation, parce que j'entrevoyais dans ce phénomène la possibilité, je pourrais dire la certitude, d'effectuer la décompo-

sition du bioxyde de baryum à un degré de chaleur assez faible pour que la baryte résidue conservât pleine et entière la faculté d'absorber l'oxygène qu'elle perd en partie à une température élevée.

La première tentative que je fis dans l'espoir d'atteindre ce but consistait, je l'ai dit, à faire intervenir la vapeur d'eau. Cet essai m'avait été suggéré par les observations de Gay-Lussac sur la décomposition du carbonate de chaux ; je ne saurais mieux faire, au reste, que de reproduire textuellement la description de l'expérience fondamentale de l'illustre chimiste :

« Du marbre en fragments fut chauffé dans un tube de porcelaine, jusqu'au point où la décomposition commençait. Ayant laissé tomber la température au rouge sombre, l'acide carbonique cessa de se montrer. A ce moment, on fit passer dans le tube de la vapeur aqueuse : l'acide carbonique reparut aussitôt en abondance. L'arrivée de la vapeur ayant été interceptée, le dégagement du gaz acide carbonique s'arrêta immédiatement. Il semble donc démontré que la vapeur d'eau favorise réellement la décomposition du carbonate de chaux par la chaleur, puisque, par son concours, cette décomposition a lieu à une température inférieure à celle qui est ordinairement nécessaire. »

Gay-Lussac ajoute : « L'action de l'eau paraît ici purement mécanique. Quand le carbonate de chaux exposé à la chaleur est arrivé au point où commence sa décomposition, il se forme autour de lui une atmosphère d'acide carbonique libre qui presse sur l'acide carbonique restant en combinaison, en sorte que celui-ci, pour se dégager, doit vaincre la pression exercée par cette atmosphère. Or cela ne saurait avoir lieu qu'en élevant davantage la température, ou bien en entraînant l'acide carbonique à mesure qu'il apparaît, en faisant le vide, ou bien encore en le déplaçant soit par la vapeur d'eau, soit par tout autre fluide élastique, tel que l'air atmosphérique. »

On est arrivé, en effet, au même résultat en remplaçant le courant de vapeur par un courant d'air.

Gay-Lussac termine par cette réflexion « que la décomposition du carbonate de chaux, rendue plus facile par l'accès de la vapeur et plus nettement encore par l'action du vide, ne doit pas être un fait isolé, et qu'on peut établir en principe que, si dans une décomposition opérée par la chaleur ou par un agent chimique il y a production de un ou de plusieurs éléments gazeux, on favorisera cette décomposition en plaçant le corps à décomposer dans le vide ou en empêchant les fluides élastiques qui se dégagent d'exercer une pression sur ce corps ».

Dans cette interprétation, on voit évidemment poindre le phénomène de la dissociation tel que le comprend M. Henri Sainte-Claire Deville, et les intéressantes observations de M. Debray sur les tensions de dissociation du spath calcaire à diverses températures rendent compte des faits constatés par Gay-Lussac.

Je ne crois pas devoir insister davantage sur ces belles recherches; je me suis borné à en dégager cette conséquence que, dans le vide, il devait arriver que le bioxyde de baryum serait dissocié en baryte fixe et en oxygène gazeux à une température notablement inférieure à celle qui est indispensable pour séparer ces deux éléments à la pression ordinaire de l'atmosphère : c'est ce qui ressort clairement des expériences dont je vais présenter les résultats généraux.

I. On a rempli un tube de verre de Bohême avec des fragments de bioxyde de baryum; on a fait le vide au moyen de la trompe à mercure de Sprengel, puis on a chauffé au rouge sombre. En continuant à faire fonctionner la trompe, on a retiré près de 2^{lit} d'oxygène : c'est le volume de gaz que devait fournir le bioxyde employé.

II. Du bioxyde de baryum étant placé dans un tube, on a maintenu la température au rouge sombre pendant deux

heures : il n'est apparu que quelques bulles de gaz dues à la dilatation de l'air resté dans l'appareil. En faisant agir la trompe, l'oxygène s'est dégagé, et, en le mesurant, on a pu se convaincre que la totalité du bioxyde avait été décomposée.

III. Dans une autre expérience, le tube renfermant le bioxyde fut porté au rouge cerise faible : il n'y eut aucune émission de gaz. On fit le vide, et aussitôt l'oxygène se dégagea beaucoup plus rapidement qu'au rouge sombre.

IV. Un tube contenant du bioxyde fut chauffé au rouge sombre; en appliquant le vide, on détermina un courant d'oxygène; puis on laissa tomber le feu. Par l'effet du refroidissement, l'oxygène dégagé fut promptement absorbé par la baryte devenue libre pour reconstituer du bioxyde. Le vide fut rétabli dans l'appareil par suite de cette absorption. En faisant varier la température du tube, on déterminait ainsi, alternativement, l'émission et la réabsorption du gaz oxygène. C'est là, on le remarquera, un fait analogue à celui qu'a observé M. Debray dans son expérience sur la dissociation du carbonate de chaux.

Toujours après cette dissociation, accomplie à une température relativement peu élevée, vers le rouge sombre, la baryte recouvre toutes ses propriétés, entre autres celle d'absorber énergiquement l'oxygène.

Avec la trompe à mercure de Sprengel, on recueille le gaz oxygène dégagé; toutefois, l'opération est assez longue et fort assujettissante. Pour agir sur de notables quantités de matière, il est préférable de se servir de la trompe à eau construite par Alvergniat, à l'aide de laquelle on obtient un vide suffisant. Celle dont je disposais n'ayant pas de chambre à gaz, j'ai dû doser l'oxygène dégagé en pesant le bioxyde avant et après sa décomposition. A cet effet, on mettait le bioxyde dans une longue nacelle en platine introduite dans un tube en porcelaine maintenu, pendant le

vide, au rouge sombre. La perte en poids a répondu à celle devant résulter de la dissociation du bioxyde.

Je ne m'étais pas proposé de préciser le degré de chaleur auquel commence à se manifester la dissociation du bioxyde de baryum, ma Communication ayant uniquement pour objet de faire connaître ce fait intéressant, peut-être susceptible d'application, qu'à une même température, sous la pression atmosphérique, la baryte condense le gaz oxygène, qui se sépare aussitôt que le bioxyde formé est soumis à l'action du vide; en d'autres termes, le bioxyde de baryum ne peut exister dans le vide, à la température du rouge sombre.

Cependant, ultérieurement, j'ai fait quelques expériences pour déterminer approximativement la limite de température à laquelle la baryte absorbe le gaz oxygène à la pression ordinaire et celle à laquelle le bioxyde résultant de cette absorption abandonne sous l'influence du vide l'oxygène fixé. A cet effet, on plaça dans un tube en verre de Bohême 21^{gr},1 de baryte en fragments. On fit passer un courant de gaz oxygène, et, pour estimer la température à laquelle l'absorption aurait lieu, on avait disposé sur le tube des fils d'étain, de plomb et de zinc; on chauffa graduellement, et ce fut près du point de fusion de ce dernier métal que l'absorption de l'oxygène devint manifeste, c'est-à-dire vers 450°. Le gaz ayant traversé le tube maintenu à cette température pendant une heure, on laissa refroidir : on trouva que la baryte avait acquis 1^{gr},9 d'oxygène. Les 21^{gr},1 de baryte auraient dû en prendre 2^{gr},2 pour être transformés en bioxyde. Cette différence vient sans doute de ce que la baryte n'était pas absolument pure, peut-être aussi de ce que le courant d'oxygène n'avait pas été suffisamment prolongé. Le produit possédait d'ailleurs l'aspect et les propriétés du bioxyde.

Le tube renfermant le bioxyde fut mis en communication avec la trompe à mercure. Après avoir fait le vide, le

manomètre marquait $0^m,753$. La pression barométrique étant $0^m,757$ à la température de 20°, on chauffa. Un peu avant le point de fusion du zinc, le manomètre descendit à $0^m,730$; il y eut alors un dégagement lent et continu de gaz. En élevant la température, sans atteindre toutefois celle du rouge naissant, le manomètre descendit à $0^m,670$, et le dégagement gazeux devint plus rapide. Au rouge sombre, sous l'influence du vide, la décomposition du bioxyde eut lieu en quelques instants. En laissant refroidir, on vit le mercure monter dans le tube abducteur, pour reconstituer du bioxyde.

Ainsi, il résulte de ces expériences complémentaires que la baryte absorbe l'oxygène à une température d'environ 450° à la pression ordinaire et que le bioxyde formé dans cette circonstance est dissocié au même degré de chaleur sous l'action du vide, résultats conformes à ceux obtenus précédemment.

ÉTUDE DES RADIATIONS ÉMISES PAR LES CORPS INCANDESCENTS. MESURE OPTIQUE DES HAUTES TEMPÉRATURES;

Par M. A. CROVA,
Professeur à la Faculté des Sciences de Montpellier.

L'étude des radiations calorifiques et lumineuses émises par les corps solides dont on élève graduellement la température a été entreprise par M. Draper [1] et M. E. Becquerel [2]; les lois du refroidissement de Newton,

(1) *Philosophical Magazine*, t. XXX, p. 345 (1847), et *Scientific Memoirs on the radiant energy*. New-York, Harper.

(2) *La lumière*, t. I, p. 61 à 97.

le beau travail de Dulong et Petit [1] sur l'émission des radiations calorifiques obscures, et les recherches délicates de MM. de la Provostaye et Desains [2] sur le même sujet, ont servi à établir les lois fondamentales de l'émission dans des cas particuliers.

La loi générale de l'émission déterminerait, pour une température absolue T, l'énergie mécanique individuelle des vibrations simples émises par un corps solide dont le pouvoir émissif serait égal à l'unité et dont la longueur d'onde varierait depuis un maximum correspondant aux vibrations émises aux températures très basses qui ont pour limite le zéro absolu jusqu'à un minimum correspondant à celles qui commencent à prendre naissance à la température T. Le problème ainsi posé est tellement vaste, que nous ne pouvons espérer d'obtenir sa solution qu'après que de nombreuses séries de travaux, ayant pour but la solution de certains cas particuliers, auront été publiées et qu'une synthèse générale pourra permettre de réunir en corps de doctrine nos connaissances sur ce sujet.

Mes travaux sur les radiations solaires m'ayant conduit à m'occuper de la question de l'émission, je vais exposer les résultats des recherches que j'ai entreprises sur ce sujet et résumer préalablement les notions qui pourront nous guider dans ces études.

I. — Étude des radiations calorifiques et lumineuses.

Considérons le spectre normal d'une source de radiations n'ayant subi aucune absorption, c'est-à-dire tombant directement dans le vide de la source calorifique sur un écran thermométrique sans avoir été transmises à travers un milieu absorbant. On pourrait réaliser approximati-

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. VII, p. 225 à 337.
(2) *Ibid.*, 3e série, t. XVI, p. 337.

vement un spectre de ce genre en dispersant, au moyen d'un réseau gravé sur métal, les radiations émanant d'une fente éclairée par un corps solide incandescent, dont l'image serait obtenue au moyen d'un miroir concave en métal.

Prenons pour axe des abscisses l'échelle des longueurs d'onde, et menons à chaque point des ordonnées proportionnelles à l'énergie calorifique des vibrations correspondantes : nous aurons ainsi la courbe des intensités calorifiques du spectre normal en fonction des longueurs d'onde.

Si la température de la source s'élève, nous savons, d'après les travaux de M. Draper [1] et ceux de M. Becquerel [2], que deux effets se produiront simultanément. De nouvelles radiations de périodes de vibration de plus en plus courtes s'ajouteront au spectre primitif, qui s'allongera vers le violet, et l'amplitude des vibrations de chaque radiation augmentera suivant une certaine fonction de sa longueur d'onde et de l'accroissement de température. J'appelle [3] *courbe isothermique* d'un spectre ainsi déterminé la courbe définie par les considérations précédentes; elle donne, en effet, pour une température constante d'émission et pour une autre température également constante de l'écran thermométrique, l'énergie de chacune des vibrations définie par sa longueur d'onde λ, et son aire est proportionnelle à l'énergie de la totalité des vibrations émises par la source et absorbées par l'écran thermométrique aux températures ci-dessus considérées.

Pour obtenir par de simples considérations géométriques les courbes isothermiques correspondant à des températures constantes déterminées, il faudrait connaître la loi exacte suivant laquelle varie l'intensité calorifique

(1) DRAPER, *Philosophical Magazine*, t. XXX, p. 345; 1847.
(2) E. BECQUEREL, *La lumière*, t. I, p. 61 à 97.
(3) *Journal de Physique*, t. VII, p. 357 à 363 (novembre 1878).

d'une radiation λ en fonction de la température de la source qui l'émet, et déterminer expérimentalement les constantes numériques de la fonction qui la représente.

Admettons provisoirement que cette loi soit représentée par une exponentielle de la forme

$$I = ma^{\theta}(a^{t} - 1),$$

comme l'ont établi Dulong et Petit pour le cas particulier des radiations obscures émises par une source dont l'excès thermométrique t sur la température θ de l'écran thermométrique est inférieur à 240°, la température θ restant comprise entre les limites 0° et 60°. M. E. Becquerel a retrouvé la même loi [1] pour les radiations rouges, vertes et bleues [2].

Supposons le pouvoir émissif de la source constant à toutes les températures et égal à l'unité; l'exponentielle correspondant à une radiation de longueur d'onde λ aura pour origine sur l'axe des t la température t_0 à laquelle cette radiation commence à être émise, et ses ordonnées seront représentées, en prenant pour origine cette température t_0, par la formule

$$I = a^{\theta}(a^{t} - 1),$$

dans laquelle $I = 0$ quand $t = 0$, la base a de l'exponentielle étant un nombre supérieur à l'unité.

Remarquons toutefois que cette formule n'est pas en harmonie avec les principes de la Théorie mécanique de la

---

(1) E. Becquerel, *La lumière*, t. I, p. 61 à 97.

(2) Les recherches de M. Soret l'ont conduit à conclure que la loi du rayonnement calorifique de Dulong et Petit cesse de se vérifier aux températures élevées. — Voir *Archives de Genève*, t. XLIV, p. 220 (1872), t. XLV, p. 252 (1875), t. LII, p. 89, etc. (1876), t. LV, p. 217, et 3e période, t. I, p. 86 (1878). — M. Violle (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 171) a été aussi conduit par ses recherches à substituer à la base constante a de l'exponentielle de Dulong et Petit une base variable avec la température.

chaleur et ne doit pas représenter rigoureusement la loi cherchée, car on en déduirait pour la loi du rayonnement particulaire la formule

$$I = a^T,$$

en faisant $t + \theta = T$; I ne serait nul que pour $T = -\infty$, tandis qu'il doit devenir nul pour $I = -273^c$, position du zéro absolu sur l'échelle centigrade.

Les bases a des exponentielles correspondant à des températures iniales t_0 d'émission des radiations λ augmentent à mesure que λ diminue ([1]), de sorte que les courbes qui les représentent se relèvent d'autant plus vite qu'elles correspondent à des λ de plus en plus faibles, chacune de ces courbes ayant son origine au point de l'axe des t qui correspond à la température t_0 à laquelle la radiation λ commence à prendre naissance et étant représentée par la formule

$$I_1 = a^{t+\theta} = a^T,$$

tandis que la formule

$$I = a^\theta (a^t - 1)$$

représente la partie de l'exponentielle a^T mesurée à partir du nouvel axe des t, mené parallèlement au premier par le point de la courbe qui correspond à la température θ, prise pour origine des températures t.

D'après M. Draper, les valeurs de t_0 seraient approximativement 525° pour le rouge, 600° pour le vert, 700° pour le bleu et 1160° pour la raie H.

D'après M. E. Becquerel, les bases a des exponentielles seraient sensiblement :

1,01160	pour le rouge.......	$\lambda = 0,000670$
1,01371	pour le vert.........	$\lambda = 0,000526$
1,01660	pour le bleu.........	$\lambda = 0,000460$

([1]) Desains, *Physique*, t. II, p. 707.

tandis qu'elle est 1,0077 pour les radiations obscures étudiées par Dulong et Petit.

Ces bases varient suivant une certaine fonction de la longueur d'onde correspondante, et, si la loi de M. E. Becquerel était exacte, on aurait

$$\frac{\log a}{\log a'} = \frac{\lambda'}{\lambda}.$$

Dans ce cas, on pourrait calculer approximativement la valeur de la longueur d'onde des radiations étudiées par Dulong et Petit entre 0° et 240°; on trouverait ainsi

$$\lambda = 0^{\mathrm{mm}},000983.$$

Or M. Müller [1] a trouvé, en supposant que la formule de dispersion de Redtenbacher, dont il a fait usage, s'applique aux rayons calorifiques obscurs, que la longueur d'onde des rayons calorifiques situés à la limite du spectre ultra-rouge est $\lambda = 0^{\mathrm{mm}},004800$; elle serait donc bien supérieure à celle des radiations étudiées par Dulong et Petit, et devrait commencer à prendre naissance à une température très basse d'émission.

Cela posé, menons (*Pl. I, fig.* 1) trois axes rectangulaires; l'axe des X sera l'axe des températures, celui des Y sera l'échelle des longueurs d'onde, et sur celui des Z nous compterons les valeurs de l'énergie calorifique de chaque radiation.

L'exponentielle qui correspond à la radiation qui prend naissance à partir du zéro absolu se confondra avec l'axe des X, puisque la base des exponentielles diminue, en tendant vers l'unité, quand la température d'émission tend vers 0°. L'exponentielle correspondant à une température initiale d'émission déterminée sera figurée en traçant cette

---

[1] MULLER, *Pouillet's Lehrbuch der Physik*, t. II, et *Pogg. Ann.*, t. CV, p. 26.

courbe dans un plan parallèle aux XZ, situé à une distance de l'origine mesurée sur l'axe des Y et égale à la valeur particulière λ de la longueur d'onde qui commence à être émise à cette température, et dont l'origine est sur l'intersection de ce plan avec celui des XY, à une distance de l'axe des Y égale à la température à laquelle la radiation λ prend naissance.

L'ensemble de toutes ces exponentielles donne lieu à une surface de la discussion de laquelle on déduira la solution des questions relatives à l'émission des radiations.

1° On obtiendra la *ligne isothermique absolue* TAT′ (*Pl. I, fig.* 2) du spectre des radiations émises à une température absolue T en coupant cette surface par un plan TT′ parallèle aux YZ, passant par un point de l'axe des X, mené à une distance T de l'origiue. Cette courbe coupe l'axe des X, puisque cet axe est l'exponentielle de température d'émission à 0°, puis se relèvera, passera par un maximum et se terminera en un point de l'intersection de son plan avec celui des XY, situé précisément à l'origine de l'exponentielle d'émission correspondant à la température T : c'est la forme habituelle des courbes d'intensités calorifiques des spectres.

2° On obtiendra la *ligne isothermique relative* TA″T′ de ce même spectre, correspondant à une température d'émission T, l'écran thermométrique n'étant plus au zéro absolu, mais à la température θ, en coupant cette même surface par un autre plan $\theta\theta'$ parallèle aux YZ, mené à une distance θ de l'origine, ce qui donnera la ligne isothermique absolue $\theta A'\theta'$ correspondant à une température d'émission θ, et en construisant la courbe dont les ordonnées seront en chaque point égales à la différence des ordonnées des deux courbes précédentes. Cette courbe aura donc, vers les basses températures, une pente beaucoup plus rapide que les deux autres, et se rapprochera davantage, par son aspect, des courbes des spectres calorifiques;

elle se confondrait avec la courbe calorifique du spectre prismatique si le prisme n'exerçait aucune absorption élective et si l'on tenait compte de sa dispersion spéciale. L'intensité totale des radiations émises par la source à la température T sera égale à l'aire de la courbe isothermique correspondant à cette température; l'intensité des radiations reçues de la source T sur l'écran thermométrique de température θ sera égale à la différence des aires des courbes isothermiques T et θ ou à l'aire de la courbe $TA''T'$ isothermique relative à ces deux températures.

3° On pourra déduire du tracé de ces courbes la mesure de la température d'une source inaccessible *par une méthode purement spectrométrique*. En effet, cette température peut être définie :

En premier lieu, par la limite de la courbe isothermique du spectre de la source considérée ; en effet, il suffirait de connaître la température à laquelle commencent à apparaître les radiations qui limitent le spectre vers le violet. Mais cette conception théorique n'a pas de valeur pratique, car la radiation extrême λ ne commencera à être perceptible par nos organes que lorsqu'elle aura acquis une intensité suffisante pour produire sur eux un effet physiologique variable avec la sensibilité de chaque organe, ou ne pourra affecter les appareils thermoscopiques que lorsque son intensité sera devenue suffisante pour produire sur eux un effet appréciable ; dans les deux cas, on aura dépassé la température à laquelle cette radiation λ commence à prendre naissance.

En second lieu, en mesurant la longueur d'onde qui correspond au maximum calorifique du spectre considéré. Ce maximum, en effet, sera d'autant plus rapproché du violet que la température de la source sera plus élevée.

En troisième lieu, en mesurant le rapport de l'intensité lumineuse d'une même radiation émanant d'une part du corps de température inconnue, d'autre part d'un autre

corps de température connue, la surface d'émission et le pouvoir émissif étant les mêmes pour les deux corps. Cette méthode est d'une exécution peu pratique, à cause de la difficulté que l'on éprouve à se procurer une source lumineuse rigoureusement constante et toujours comparable à elle-même, et à obtenir des surfaces d'émission constantes.

Enfin, en prenant le rapport des intensités I et I′ d'une même radiation λ dans le spectre de la source de température inconnue x et dans celui d'une source de température connue t, et en le divisant par le rapport des intensités I_1 et I'_1 d'une autre radiation déterminée λ' dans les deux mêmes spectres.

Supposons, en effet, que la loi de l'émission soit représentée par une formule exponentielle de la forme de celle de Dulong et Petit ou de M. E. Becquerel; nous aurons

$$I = C(a^{x-t_0} - 1),\quad I_1 = C(a'^{x-t'_0} - 1),$$
$$I' = C'(a^{t-t_0} - 1),\quad I' = C'(a'^{t-t'_0} - 1),$$

en désignant par t_0 et t'_0 les températures auxquelles commencent à prendre naissance les radiations λ et λ'; nous en déduirons

$$\frac{I}{I'} = \frac{C}{C'}\,\frac{a^{x-t_0} - 1}{a^{t-t_0} - 1} \quad \text{et} \quad \frac{I_1}{I'_1} = \frac{C}{C'}\,\frac{a'^{x-t'_0} - 1}{a'^{t-t'_0} - 1}.$$

Divisant ces deux rapports l'un par l'autre, il vient

$$\frac{I}{I'}\,\frac{I'_1}{I_1} = \frac{a^{x-t_0} - 1}{a^{t-t_0} - 1}\,\frac{a^{t-t'_0} - 1}{a^{x-t'_0} - 1},$$

formule à l'aide de laquelle nous calculerons x au moyen des rapports mesurés $\frac{I}{I'}$ et $\frac{I_1}{I'_1}$, et des valeurs supposées connues de a, a', t_0 et t'_0. Or, comme MM. Jamin et Masson ont démontré que, pour une même radiation λ, il y a proportionnalité rigoureuse entre les intensités calorifiques et lumineuses, la mesure d'une température pourra

se faire à distance *par voie spectrométrique*, en mesurant les rapports $\frac{I}{I'}$ et $\frac{I_1}{I'_1}$ des intensités lumineuses de deux radiations déterminées, rouge et verte par exemple, dans le spectre de la source à température inconnue et dans celui d'une source dont la température est exactement connue; ces mesures se feront facilement au moyen d'un spectrophotomètre dont les milieux réfringents n'exercent aucune absorption appréciable sur les deux radiations prises comme termes de comparaison.

Tout ce que nous venons de dire suppose que la loi de l'émission est représentée par une fonction exponentielle. S'il en était autrement, notre raisonnement ne serait en rien modifié : la forme seule des calculs serait changée. On peut même, sans connaître la loi de l'émission, déterminer empiriquement la relation entre les températures cherchées et les rapports ci-dessus indiqués, mesurés au moyen d'un spectrophotomètre.

Enfin nous avons admis implicitement que les radiations provenant des deux sources que nous avons comparées n'avaient subi aucune absorption élective; dans le cas contraire, le problème serait plus compliqué, et il serait nécessaire de connaître les coefficients numériques qui caractérisent l'absorption des diverses radiations par les divers milieux absorbants.

J'ai adopté cette dernière méthode [1], qui me paraît d'un usage pratique; M. Violle [2] a proposé d'utiliser la troisième méthode, et a donné des valeurs numériques des températures correspondant à des rapports connus de l'intensité de la lumière rouge émanant de la source à étudier et du platine porté à la température de fusion de l'argent.

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 322 (août 1878) et p. 979 (décembre 1878).

[2] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVIII, p. 171 (janvier 1879).

Dans l'ignorance où nous sommes des lois de l'émission, nous ne pouvons aborder directement l'étude du problème de la mesure optique des températures, mais il nous est permis d'en chercher une solution empirique qui pourrait être utilisée pour la mesure de la température des corps incandescents par de simples observations photométriques.

II. — Mesure optique des hautes températures.

Au point de vue historique, la méthode optique est la première qui ait été utilisée pour mesurer approximativement les hautes températures.

En effet, depuis les époques les plus reculées, on avait pris l'habitude de désigner approximativement l'état de la température des corps fortement chauffés par les couleurs qui caractérisent les divers degrés d'incandescence, depuis le rouge naissant jusqu'au blanc éblouissant.

Pouillet [1] a déterminé, au moyen de son pyromètre à air, les températures, exprimées en degrés centigrades, qui correspondent à ces diverses teintes. Voici le résultat de ses mesures :

Rouge naissant	525°
Rouge sombre	700
Cerise naissant	800
Cerise	900
Cerise clair	1000
Orangé foncé	1100
Orangé clair	1200
Blanc	1300
Blanc soudant	1400
Blanc éblouissant	1500 à 1600

Il est douteux que des personnes même très exercées

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. III, p. 782.

puissent apprécier les hautes températures, surtout aux plus hauts degrés d'incandescence, avce quelque approximation, au moyen de ce Tableau, comme le pensait Pouillet, même en prenant la précaution de regarder, comme il le faisait, le corps incandescent à travers un tube, afin de diminuer l'influence de la lumière latérale. De plus, les degrés centigrades donnés par Pouillet sont probablement affectés d'une erreur, due, comme l'a fait remarquer M. H. Sainte-Claire Deville, au passage, à travers les parois du réservoir de platine incandescent du thermomètre à air de Pouillet, des gaz (hydrogène, oxyde de carbone, etc.) provenant du foyer, et qui traversent facilement les parois du moufle qui contenait le réservoir thermométrique, et à la condensation d'une partie du gaz du réservoir, qui, retenu à froid par le platine, se dégageait à chaud, comme le remarque justement Pouillet; pour ces deux raisons, la masse de l'air contenu dans le réservoir change à mesure que la température augmente, et les températures calculées doivent être trop élevées.

Remarquons, d'autre part, que l'impression physiologique produite sur la rétine résulte de la superposition de celles qui sont produites par les diverses radiations simples émises par le corps incandescent, ayant chacune l'intensité qui correspond à la température du corps qui les émet. A mesure que celle-ci s'élève, l'intensité croît avec une grande rapidité et, à de très hautes températures, devient éblouissante. Dans ces conditions, l'œil apprécie d'autant plus mal la teinte d'une lumière, que, d'après Purkinje [1], l'intensité de la sensation est une fonction de l'intensité lumineuse qui diffère suivant l'espèce de lumière.

Lorsque l'intensité lumineuse augmente, la sensation que produisent les couleurs simples elles-mêmes se mo-

---

(1) *Zur Physiologie der Sinne*, t. II, p. 109.

difie comme elle le ferait par un supplément de jaune. Le rouge et le vert passent directement au jaune; le bleu devient blanchâtre, comme il le deviendrait par une addition de jaune ([1]).

L'intensité croissant indéfiniment, chaque lumière tend de plus en plus à donner la sensation du blanc, et l'on ne peut apprécier sa vraie teinte que lorsque l'on a convenablement affaibli son intensité.

Il résulte des principes que nous venons de rappeler que la véritable teinte de la lumière émise par un corps incandescent n'est pas exactement exprimée par les termes usités habituellement, et que l'appréciation de la température, basée sur l'estimation de cette teinte, peut être mise en défaut par un certain nombre de causes, parmi lesquelles nous nous bornerons à signaler l'influence de la quantité absolue de lumière provenant de la source incandescente et qui varie aussi avec la surface considérée, le pouvoir émissif du corps incandescent, variable avec la nature de sa surface, et l'influence de la lumière extérieure, qui, par son contraste, peut fausser l'appréciation de la teinte.

L'œil qui regarde un corps incandescent se fatigue d'autant plus vite, par suite de l'éclat de sa surface, que celle-ci est plus étendue, car son augmentation produit un effet analogue à celui de l'accroissement d'intensité; plus le pouvoir émissif est grand, plus un effet de ce genre devient accentué; enfin, si l'on examine la teinte du corps incandescent à la lumière du jour, elle paraîtra plus rouge, par un effet de contraste, que si l'observation est faite la nuit ou dans un local obscur éclairé par des lumières artificielles dont la teinte est plus ou moins rougeâtre.

Il est facile de se rendre compte d'une partie de ces influences par l'observation directe.

([1]) HELMHOLTZ, *Optique physiologique*, p. 424.

Si l'on regarde une surface blanche éclairée par le soleil à travers deux prismes de Nicol dont on fait varier l'angle des sections droites jusqu'à l'extinction, on remarque que la couleur tourne au bleuâtre avant de s'éteindre. Si l'on observe de même un fil de platine rendu incandescent par le jet d'un chalumeau à air et hydrogène ou par un courant qui l'élève à une température voisine de celle de sa fusion, la lumière du fil, très blanche en apparence, devient de plus en plus rougeâtre à mesure que l'angle des nicols s'approche de 90°. On peut arriver, avec le chalumeau à air et à gaz de l'éclairage, à la température de la fusion du platine, pourvu que le fil n'ait que quelques dixièmes de millimètre de diamètre, car on constate qu'il s'est formé sur le fil des renflements et des étranglements alternatifs qui sont une reproduction du phénomène des perles liquides de Plateau à la surface d'une couche de platine en fusion.

Le pouvoir émissif du corps incandescent influe aussi sur l'appréciation de la teinte de la lumière qu'il émet. Il est facile de s'en convaincre en chauffant au rouge, dans un brûleur à gaz, un petit creuset de platine neuf sur la surface très polie duquel on aura déposé quelques gouttes de solution de chlorure de platine étendu, qui, par la calcination, donne un léger voile terne de platine poreux sur les points ainsi traités; ces points paraîtront plus brillants que les parties polies quand le creuset sera chauffé au rouge blanc; il en sera de même des parties que l'on aura dépolies en les frottant légèrement avec du papier d'émeri fin; par l'une ou l'autre de ces deux causes, le pouvoir émissif augmente, et la lumière émise devient plus intense, ce qui, au premier abord, pourrait faire croire que la température de ces points est plus élevée que celle des parties qui ont conservé leur poli. Si l'on regarde le creuset incandescent à travers deux nicols dont les sections droites font un angle voisin de 90°, le contraste augmente encore,

et l'on voit les parties ternes paraître d'un rouge vif alors que les parties polies sont presque complètement éteintes et paraissent d'un rouge sombre ; il est facile de s'assurer cependant de l'identité de composition de la lumière émise par les divers points de sa surface. Enfin, le contraste de la lumière extérieure avec celle du corps incandescent a aussi une influence notable sur l'appréciation de la teinte. Que l'on regarde à la lumière du jour la flamme d'une bougie à travers deux nicols ; au voisinage de l'extinction, la lumière de la bougie prendra une coloration rougeâtre très accentuée, tandis que, dans une pièce éclairée par la flamme d'une lampe ou d'une bougie, cette coloration paraîtra blanche, même au voisinage de l'extinction. De même, la lumière émise par un corps incandescent paraîtra d'autant plus blanche qu'elle sera émise par une plus large surface, que l'on aura moins affaibli son intensité et qu'on l'observera dans un local éclairé par une lumière plus ou moins rougeâtre, telle que celle d'une bougie ou d'une lampe.

Il est donc tout à fait indispensable, si l'on veut déduire la température d'une flamme ou d'un corps incandescent de la composition de la lumière qu'il émet, d'analyser cette lumière au moyen d'un spectroscope et de comparer l'intensité d'une bande très étroite de son spectre avec celle d'une bande de même largeur et de même longueur d'onde prise dans le spectre d'une source lumineuse adoptée comme terme de comparaison.

Dans le spectre lumineux d'une source incandescente, l'intensité absolue d'une radiation simple est égale à la somme des forces vives de vibration émises dans l'unité de temps, c'est-à-dire, si la vibration observée est représentée par la formule $v = b \sin 2\pi \frac{t}{T}$, à l'expression

$$\int_0^{nT} b^2 \sin^2 2\pi \frac{t}{T} = n \frac{b^2 T}{2},$$

dans laquelle T représente la durée d'une vibration lumineuse, n le nombre de vibrations dans l'unité de temps, et b le paramètre dépendant de l'amplitude et qui est égal à $a\frac{2\pi}{T}$, a désignant l'amplitude; nT est donc égal à l'unité, et l'on aura

$$i = \frac{b^2}{2} = 2\pi^2\frac{a^2}{T^2}.$$

Pour que deux lumières de longueurs d'onde différentes aient la même intensité absolue, il faudrait donc que le facteur $\frac{a}{T}$ eût la même valeur pour les deux, c'est-à-dire que les amplitudes et les durées de leurs vibrations fussent proportionnelles (¹).

Or, quand la température du corps incandescent s'élève, la longueur d'onde d'une radiation déterminée λ ne varie pas, mais l'amplitude de sa vibration augmente d'autant plus rapidement, pour une même élévation de température, que la longueur d'onde λ est plus petite, puisque, d'après ce que nous avons dit, la base de l'exponentielle qui représente l'accroissement d'intensité en fonction de la température croît à mesure que la longueur d'onde diminue; il résulte de ce que nous venons de dire que le maximum d'intensité absolue se rapprochera d'autant plus du violet que la température d'émission sera plus élevée.

Mais il n'existe aucune relation connue entre l'intensité absolue ou l'énergie mécanique d'une vibration simple λ et son intensité physiologique, c'est-à-dire l'énergie de l'impression lumineuse produite sur une rétine déterminée. On doit cependant admettre que, pour une radiation visible, les énergies absolue et physiologique doivent croître en même temps, et que, par conséquent, la température d'émission croissant indéfiniment, le maximum de l'inten-

(¹) BILLET, *Optique physique*, t. I, p. 25.

sité physiologique doit se déplacer dans l'étendue du spectre, du rouge vers le violet.

C'est ainsi que dans le spectre d'un corps chauffé au rouge le maximum d'intensité lumineuse est dans le rouge, que dans celui d'un corps chauffé au rouge blanc il se déplace en s'approchant de l'orangé, et qu'enfin dans le spectre du Soleil, qui est de toutes les sources lumineuses connues celle qui paraît avoir la plus haute température d'émission, il se déplace encore jusqu'au jaune; pour des sources dont la température d'émission serait plus élevée encore, il passerait successivement dans le vert, le bleu, etc.

Ces considérations rendent bien compte des couleurs que prennent les divers corps incandescents quand on les regarde à travers deux nicols que l'on tourne de manière à rendre l'intensité lumineuse assez faible pour que l'œil puisse apprécier leur couleur réelle; on comprend alors pourquoi celle des corps chauffés à blanc paraît rougeâtre, le maximum étant à la limite du rouge et de l'orangé, tandis que celle du Soleil reste blanche et tend même vers le bleuâtre. MM. de la Provostaye et Desains ont constaté que, de même que les corps n'ont pas même pouvoir émissif pour la chaleur, ils ne l'ont pas non plus pour la lumière. D'autre part, d'après M. Kirchhoff, l'intensité des rayons d'une certaine longueur d'onde définie, émis à une température par des corps de nature différente, peut différer beaucoup; elle est proportionnelle au pouvoir absorbant de ces corps pour les radiations de longueur d'onde considérée. Il ajoute « que tous les corps que l'on échauffe graduellement commencent par émettre à la même température des rayons de même longueur d'onde, qu'ils rougissent à une même température, et qu'à une température plus élevée ils commencent à émettre des rayons jaunes, et ainsi de suite ».

Quand des corps de même température et de pouvoirs émissifs différents sont placés dans une enceinte obscure,

ils émettent à une même température des lumières d'intensités très différentes, selon leur pouvoir émissif, mais de même composition; si, au contraire, l'enceinte est portée à une température égale à celle de ces corps, comme ils émettent par eux-mêmes des quantités de lumière proportionnelles à leur pouvoir émissif, et qu'ils réfléchissent des quantités de la lumière de même composition émise par l'enceinte proportionnelles à leur pouvoir réflecteur, la quantité totale de lumière qu'ils envoient est la même pour tous; ils sont également lumineux, et c'est ainsi que M. E. Becquerel a pu dire qu'ils ont même pouvoir d'irradiation.

On voit par là que, si l'on veut mesurer la température d'un corps au moyen de l'intensité d'une lumière de longueur d'onde déterminée qu'il émet, le problème se complique en raison du pouvoir émissif variable du corps qui émet la lumière, et l'on est obligé d'employer dans toutes les circonstances un corps toujours identique à lui-même, tel que le platine.

Si, au contraire, on mesure la température par le quotient des rapports d'intensité de deux radiations fixes, les mesures seront identiques quel que soit le corps qui émet la lumière, et l'on a plus à s'occuper de son pouvoir émissif, s'il est placé dans une enceinte en équilibre de température avec la sienne.

III. — Théorie des spectrophotomètres.

L'usage des spectrophotomètres tend à se répandre de plus en plus, à cause de leur application à la mesure de l'absorption que produisent sur la lumière les milieux colorés et à l'analyse quantitative des substances colorées dissoutes dans des liquides. Ces instruments permettent aussi de résoudre le problème général de la photométrie, non en comparant, comme on l'a fait jusqu'ici, les intensités de la

totalité des radiations lumineuses émises par deux sources de nature différente, mais en déterminant les rapports des intensités de chacune des radiations simples qui les composent. Ils sont très utiles pour l'étude de l'émission des radiations lumineuses, et j'ai montré qu'ils peuvent servir à mesurer les rapports des températures de deux corps incandescents, au moyen des rapports d'intensité des radiations simples qu'ils émettent.

M. Govi ([1]) a le premier publié la description d'un photomètre analyseur. Les lumières à comparer sont reçues sur deux prismes rectangles disposés sur une fente, renvoyées par réflexion sur une lentille achromatique et dispersées par un prisme. Les deux spectres juxtaposés sont reçus sur une lame de verre amidonné, identique à celle du photomètre de Foucault, et recouverte d'un écran opaque muni d'une fente qui ne laisse passer qu'une lumière monochromatique des deux spectres. On ramène à l'égalité les intensités des deux plages éclairées en faisant varier convenablement les distances des deux sources de lumière. M. Govi a aussi proposé de les polariser à angle droit et de les ramener à l'égalité d'intensité par la rotation d'un nicol analyseur, comme l'avait déjà fait Arago dans ses déterminations photométriques ([2]). Plus tard, M. Vierordt ([3]) fit connaître un spectrophotomètre qu'il appliqua à l'analyse quantitative des substances colorées dissoutes dans les liquides. Le spectrophotomètre de M. Vierordt est un spectroscope ordinaire dont la fente est formée, d'un côté, par une lame continue, de l'autre, par une lame identique à la première que l'on a coupée en deux parties égales, dont

---

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. L, p. 156; 1860.

([2]) F. Arago, *OEuvres complètes* (Mémoires scientifiques), t. I, p. 151.

([3]) Vierordt, *Die Messung der Lichtabsorption durchsichtiger Media, mittelst der Spectralapparatus* (*Poggendorff's Annalen*, fünfte Serie, Bd XX, S. 172; 1870).

chacune est mobile au moyen d'une vis micrométrique; on obtient ainsi deux fentes d'inégale largeur qui donnent dans le spectroscope deux spectres superposés d'intensités différentes. Si les deux demi-fentes reçoivent des lumières d'inégales intensités, ou bien l'une une lumière vue directement, l'autre cette même lumière modifiée par l'absorption qu'elle a subie en traversant un milieu coloré, on pourra rendre égales les intensités d'une même radiation simple dans les deux spectres en faisant varier convenablement les largeurs des deux demi-fentes; les intensités seront alors en raison inverse des largeurs des fentes.

Cette disposition suffit quand les intensités à comparer ne sont pas très différentes; dans le cas contraire, il faut beaucoup élargir l'une des deux demi-fentes, et le spectre correspondant devient de plus en plus impur par suite de la superposition de radiations de réfrangibilités différentes en un même point du spectre; les deux teintes à comparer ne peuvent plus alors être rendues identiques. Dans ce cas, M. Vierordt fait usage de verres légèrement enfumés qu'il place sur le parcours de la lumière la plus intense, de manière à rendre l'intensité de son spectre peu différente de celle de l'autre; l'égalité d'intensité est alors obtenue par une faible variation de la largeur des fentes; il devient donc nécessaire de déterminer pour chacun des verres enfumés les coefficients d'absorption correspondant aux diverses radiations simples. M. Trannin [1] a publié, dans le *Journal de Physique,* la description d'un photomètre plus commode. Il a utilisé dans ce but le phénomène de la disparition des franges complémentaires de deux lumières polarisées à angle droit. Ce principe avait été déjà appliqué par MM. Babinet, E. Desains, F. Bernard et Jamin à l'étude de diverses questions de photométrie et de polarimétrie,

---

(1) TRANNIN, *Mesures photométriques* (*Journal de Physique,* t. V, p. 297; 1876).

et par M. Wild à la construction de son photomètre et de son uranophotomètre. Les deux lumières, réfléchies par deux prismes rectangles placés sur les deux moitiés de la fente du spectroscope, sont d'abord polarisées par un prisme de Foucault, puis traversent une lame de quartz parallèle à l'axe, et, enfin, un prisme de Wollaston qui donne deux images polarisées à angle droit de chacune des moitiés de la fente. Le prisme dispersif donne ainsi quatre spectres, dont deux, polarisés à angle droit et provenant des deux moitiés de la fente, se superposent partiellement au milieu du champ. L'interposition du quartz a pour effet de produire dans les quatre spectres des cannelures dont les intensités sont complémentaires dans deux spectres polarisés à angle droit; elles doivent donc disparaître dans la région où les deux spectres se superposent, dès que l'on aura rendu égales les intensités des deux spectres au point considéré. On arrive à ce résultat soit en faisant varier les distances des deux lumières à l'instrument, soit en interposant entre le prisme de Wollaston et le prisme dispersif un prisme de Foucault, qui, par une rotation convenable, produit l'égalité des deux intensités.

M. Glan ([1]) a décrit récemment un nouveau spectrophotomètre dont la construction est analogue à celle de l'instrument de M. Trannin, mais qui en diffère par la méthode adoptée pour obtenir l'égalité des intensités des deux spectres contigus.

La fente du spectroscope est partagée en deux parties égales par une lame transversale de laiton noirci. On obtiendrait ainsi deux spectres séparés par un intervalle obscur; mais un prisme de Wollaston placé après l'objectif du collimateur dédouble l'image de chaque demi-fente en deux autres polarisées à angle droit. On obtient ainsi, comme dans l'appareil de M. Trannin, quatre spectres

---

([1]) *Annalen der Physik*, neue Folge, Bd I, S. 353; 1877.

polarisés deux à deux à angle droit. Pour une largeur convenable de la lame transversale de laiton, le spectre inférieur de la demi-fente supérieure sera tangent au spectre supérieur de la demi-fente inférieure, et l'on conçoit qu'au moyen d'un nicol mobile sur un cercle divisé, placé entre le prisme de Wollaston et le prisme dispersif, on puisse, par une rotation convenable, obtenir l'égalité d'intensité des deux plages monochromatiques adjacentes dans les deux spectres contigus fournis par les deux lumières à comparer. Soient I l'intensité de la radiation λ du spectre inférieur de la demi-fente supérieure, i celle de la même radiation dans le spectre supérieur de la demi-fente inférieure, a et a' les coefficients d'affaiblissement dus aux réfractions et aux absorptions que subissent les deux faisceaux dans l'appareil, et α l'angle des sections principales du prisme de Nicol et du prisme de Wollaston; on aura

$$\mathrm{I}a\cos^2\alpha = ia'\sin^2\alpha.$$

Si l'intensité de la première radiation vient à changer et devient I', l'intensité de l'autre demeurant constante, il faudra une rotation α' pour rétablir l'égalité des intensités; on aura donc

$$\mathrm{I}'a\cos^2\alpha' = ia'\sin^2\alpha',$$

d'où

$$\frac{\mathrm{I}}{\mathrm{I}'} = \frac{\mathrm{tang}^2\alpha'}{\mathrm{tang}^2\alpha}.$$

Afin de bien apprécier l'égalité d'intensité des deux plages contiguës, on se débarrasse de toute lumière étrangère au moyen d'une fente formée de deux lames de laiton noirci mobiles dans le plan focal de la lunette, et dont on règle l'écartement de manière à n'admettre que les radiations à comparer.

Mais, pour que cette comparaison puisse être faite avec précision, il faut, comme l'a montré Foucault, que les deux plages lumineuses soient amenées au contact sans

être séparées par une ligne lumineuse ou obscure. C'est sur ce principe, qui est celui du photomètre de Foucault, que M. Glan s'est basé pour obtenir l'égalité des teintes à comparer.

Remarquons d'abord que les deux spectres à comparer ont subi, par suite de la dispersion spéciale que leur a imprimée le prisme de Wollaston, des déviations inégales dans un sens perpendiculaire à leur longueur. Dans les deux, le violet sera plus dévié que le rouge, et, comme les déviations ont lieu pour les deux en sens inverse, le contact rigoureux ne sera obtenu que pour une région déterminée des spectres, au milieu par exemple, tandis que vers le violet les deux spectres empiéteront l'un sur l'autre et que vers le rouge ils seront séparés par un intervalle obscur. M. Glan amène au contact deux plages appartenant à une région quelconque des deux spectres, en écartant ou rapprochant convenablement la fente de l'objectif du collimateur, ce qui fait varier le rapport $\frac{e}{d}$ ou la tangente de duplication, en désignant par e la largeur de la lame de laiton et par d la distance des images des deux demi-fentes au prisme de Wollaston. On amène ainsi les plages au contact, et il suffit de mettre la lunette au foyer; par quelques tâtonnements, on obtient ainsi la tangence rigoureuse des deux plages adjacentes.

Mais, pour que la ligne de démarcation devienne invisible lorsque l'égalité des teintes a été obtenue, il faut que les spectres soient très purs, ce que l'on obtient en faisant usage de prismes très purs et d'une fente étroite; car, si en un même point du spectre se superposent des radiations de réfrangibilités différentes, le prisme de Wollaston les dévie inégalement, et la ligne de démarcation reste nébuleuse quand les intensités sont égales.

Pour éviter les erreurs qui résulteraient du défaut de coïncidence des rayons qui émergent du nicol analyseur

avec son axe de rotation, il est nécessaire de faire deux observations en tournant le nicol de 180° et de prendre leur moyenne. Quand l'appareil sert à mesurer le coefficient d'absorption d'un liquide coloré, on fait usage d'une seule source de lumière, qui est la flamme d'une lampe placée dans l'axe du collimateur. La demi-fente supérieure reçoit la lumière directe, et la demi-fente inférieure la lumière modifiée par l'absorption produite par le liquide contenu dans une cuve à faces parallèles. Le ménisque qui limite la surface liquide est recouvert par la lame de laiton qui divise la fente en deux parties, et l'on évite ainsi la dégradation de teintes qui se produirait en ce point.

Mais, quand on se sert de cet instrument pour comparer deux sources lumineuses, il faut recouvrir l'une des demi-fentes d'un prisme rectangle qui renvoie par réflexion totale dans l'axe de l'instrument la lumière de l'une des sources placée latéralement, tandis que l'autre est reçue directement sur l'autre demi-fente. Dans ces conditions, le déplacement longitudinal que l'on doit imprimer à la fente pour produire le contact des deux plages ne modifie en rien la lumière vue directement, mais peut faire varier celle des rayons réfléchis par le prisme, car celui-ci, étant solidaire de la fente, se déplace dans un champ lumineux qui, malgré l'emploi d'une lentille qui parallélise ses rayons, n'a pas une intensité constante.

Dans ce cas, je modifie la méthode de manière à éviter tout déplacement de la fente. Je remplace la lame en laiton de largeur constante par une lame dont les deux bords font entre eux un angle très petit, et qui peut recevoir un mouvement de déplacement très lent dans une direction perpendiculaire à celle de la fente. Si celle-ci est très étroite, cette lame fonctionne comme un écran de largeur variable, et le contact des plages est facilement obtenu. Il est bon de faire usage d'une fente oculaire d'une hauteur assez faible pour n'admettre dans le champ de vision que

les deux plages à comparer; on élimine ainsi les deux spectres placés au-dessus et au-dessous, et dont l'éclat très différent peut rendre difficile l'appréciation de l'égalité des intensités.

Il est presque inutile d'ajouter que dans les deux instruments précédents le nicol analyseur doit être en avant du prisme dispersif; dans le cas contraire, les deux rayons polarisés à angle droit subiraient, par leur réflexion sur les faces obliques du prisme dispersif, des pertes différentes, que l'on pourrait calculer au moyen des formules de Fresnel sur l'intensité de la lumière réfléchie, tandis que, s'ils sont polarisés dans le même plan par le nicol analyseur, leurs pertes sont égales. Il est bon de les rendre égales pour le nicol analyseur, en faisant usage d'un nicol à faces normales à l'axe.

La sensibilité de l'instrument est variable dans les diverses régions du spectre. M. Trannin [1] a montré qu'elle a son maximum dans la région du jaune et qu'elle diminue vers les extrémités du spectre, que l'intensité absolue des lumières à comparer a peu d'influence, et qu'il paraît exister pour chaque radiation une intensité qui correspond au maximum de précision.

La sensibilité diminue beaucoup vers le violet, pour deux raisons : en premier lieu, à cause de la dispersion considérable de ces radiations, causée par les prismes habituellement en usage dans les spectroscopes; en second lieu, à cause de la fluorescence des prismes dispersifs et des lentilles, qui superpose à la lumière réfractée régulièrement dans cette région une lumière diffuse qui nuit à la précision des mesures.

C'est pour cette raison que, dans mes mesures photométriques des radiations émises par les corps incandescents dans le but de mesurer leurs températures, je me

---

(1) *Journal de Physique*, t. V, p. 303.

suis astreint à ne comparer que les intensités de deux radiations, l'une rouge, dans le voisinage de la raie B, l'autre d'un vert bleuâtre, près de la raie E ; ces deux teintes étant presque complémentaires, on a cet avantage que l'œil, après avoir perdu une partie de sa sensibilité par la comparaison des lumières rouges, la recouvre presque entièrement quand il passe dans la région du vert, et réciproquement.

Deux méthodes principales ont donc été adoptées pour les mesures spectrophotométriques : celle qui consiste à obtenir l'égalité d'intensité de deux plages amenées au contact, et le phénomène de la disparition des franges complémentaires dans deux faisceaux superposés d'égale intensité et polarisés à angle droit. La première, employée par Bouguer, Foucault, Zöllner ([1]), Wolf ([2]) et Glan, permet d'obtenir l'égalité des intensités avec une approximation qui est en moyenne de $\frac{1}{60}$, mais qui peut varier de $\frac{1}{50}$ à $\frac{1}{100}$. La seconde, appliquée par M. Wild à la construction de son photomètre et de son uranophotomètre ([3]), et adoptée par M. Trannin, permet, d'après M. Wild, de comparer deux lumières avec une approximation qui varie de $\frac{1}{500}$ à $\frac{1}{1000}$; mais elle a l'inconvénient de fatiguer la rétine, à cause de la persistance des impressions lumineuses, et d'exiger une grande attention, car l'œil voit souvent les franges après qu'elles ont disparu, et ce n'est qu'après un moment de repos que l'on peut réellement s'assurer de leur disparition. L'emploi de l'une ou de l'autre de ces deux méthodes est d'une grande utilité dans

---

([1]) Zöllner, *Photometrische Untersuchungen*. Leipzig, 1865.

([2]) Wolf, *Expériences photométriques* (*Journal de Physique*, t. I, p. 81; 1872).

([3]) Wild, *Ueber ein neues Photometer und Polarimeter* (*Pogg. Annalen*, Bd XCIX, S. 235; 1856. *Photometrische Bestimmung der diffusen Himmels Lichtes* (*Bulletin de l'Académie impériale des Sciences de Saint-Pétersbourg*, t. IX; 1875).

les recherches scientifiques, aussi bien que pour les applications industrielles, et permettra de comparer séparément l'intensité des diverses radiations simples qui composent la lumière que l'on étudie.

IV. — Choix d'une source lumineuse prise comme terme de comparaison.

Remarquons en premier lieu que nous n'avons pas à nous préoccuper ici du choix d'une unité d'intensité lumineuse constante, mais que nous nous proposons d'adopter comme terme de comparaison la lumière émise par une flamme ou par un corps incandescent dont le spectre ait une composition constante, c'est-à-dire dans lequel le rapport des énergies mécaniques des diverses radiations simples qui le composent soit constant et indépendant de la valeur absolue de l'intensité de la lumière émise. La seule condition que nous devrons exiger sera la constance de l'intensité absolue de la source lumineuse pendant le temps très court nécessaire pour faire deux comparaisons au spectrophotomètre de la lumière prise pour type et de celle qui provient de la source incandescente à étudier, dans deux régions du spectre caractérisées par deux longueurs d'onde λ et λ'.

Théoriquement, la lumière émise par l'unité de surface d'une cornue en fer dans laquelle du zinc serait maintenu en ébullition réaliserait une source dont la température serait rigoureusement constante et dont l'intensité lumineuse et la composition seraient toujours comparables. Mais les difficultés pratiques inséparables de l'emploi et du maniement d'un étalon de ce genre sont telles que nous sommes obligés de renoncer à son usage et d'avoir recours à des sources de lumière plus usuelles.

On a successivement adopté comme unité photométrique la lumière d'une bougie stéarique (bougie de

l'Étoile, dite photométrique, fournie par M. Deleuil) et celle d'une bougie de blanc de baleine, dont l'usage est plus spécialement adopté en Angleterre (les meilleures, d'après M. Schwendler, sont fournies par M. Sugg et MM. Field et Cie; elles brûlent 8^gr,26 de blanc de baleine par heure). Mais la lumière de ces bougies est si exposée à varier sous l'influence des causes les plus légères, telles que de faibles courants d'air, ou la longueur de la mèche, le temps qui s'est écoulé depuis l'allumage, etc., que l'intensité absolue de leur lumière peut varier de quantités assez considérables dans un temps assez court. M. Schwendler (¹), dans ses mesures photométriques, a pu constater des variations d'intensité s'élevant du simple au double pour une même bougie, selon que l'air arrive plus ou moins librement sur la flamme.

En France, l'usage a prévalu d'adopter comme unité de lumière celle d'une lampe Carcel ou à modérateur, à mèche cylindrique de 0^m,030 de diamètre, brûlant à blanc, dépassant le porte-mèche de 0^m,010 et consommant à l'heure 42^gr d'huile de colza épurée (²).

D'après Péclet, le pouvoir éclairant de la lampe Carcel étant 100, celui de la bougie stéarique est 14,30. D'après M. Penot, la bougie de blanc de baleine vaut $\frac{9}{10}$ de la bougie stéarique de l'Étoile. D'après M. E. Becquerel, le bec Carcel vaut de huit à neuf bougies environ.

Ces unités sont donc très variables; l'intensité de la lumière de la lampe Carcel ou à modérateur est elle-même, pour une même quantité d'huile brûlée, variable avec la hauteur de la mèche, la position du verre, et par conséquent la manière dont la combustion se produit. Elle varie aussi avec le temps depuis lequel la lampe est allumée;

(¹) *On a new standard of light* (*Phil. Magazine*, t. VIII, p. 392-403; novembre 1879).

(²) BECQUEREL, *La lumière*, t. I, p. 121.

ainsi, avant qu'elle se soit échauffée, le pouvoir éclairant est inférieur de 5 pour 100 environ de la valeur qu'elle atteint quand le bec s'est échauffé; de plus, elle augmente avec le temps de fonctionnement; en partant d'une dépense à l'heure de 40^{gr}, après une demi-heure d'allumage, elle croît de 1^{gr} à 2^{gr} pendant l'heure suivante.

En Angleterre et en Allemagne, on a employé la flamme de l'hydrogène bicarboné brûlant dans un bec rhéométrique bien construit. MM. Bunsen et Roscoë, dans leurs recherches photochimiques [1], et M. Zöllner, dans ses déterminations photométriques de l'intensité lumineuse des étoiles [2], ont fait usage d'une flamme de gaz de composition chimique constante, s'écoulant par un orifice de dimension déterminée, sous une pression constante.

MM. Zöllner, en 1859, et Draper, en 1844, avaient proposé de se servir comme unité de lumière de fils ou de lames de platine rendues incandescentes par un courant constant.

Cette idée vient d'être mise à exécution par M. Schwendler [3]. Un courant, dont l'intensité absolue est maintenue constante au moyen d'un rhéostat à mercure et égale à $6^{web},15$, traversant une lame de platine pur recourbée en U, de 2^{mm} de largeur, $36^{mm},28$ de longueur et $0^{mm},017$ d'épaisseur, donne une lumière dont l'intensité est constante et telle, qu'une bougie de blanc de baleine (de Sugg) vaut 1,44, lumière donnée par ce nouvel étalon. Cette source constante de lumière a été employée avec succès par M. Schwendler dans ses recherches sur l'intensité lumineuse des lampes à arc voltaïque. Mais toutes ces méthodes sont d'un usage peu pratique, et l'on est obligé d'en employer de plus simples dans des recherches où l'on

---

(1) *Poggendorff's Annalen*, Bd C, S. 43-88, 481-516; Bd CI, S. 235-263.

(2) *Grundzüge einer Allgemeinen Photometrie des Himmels*; Berlin, 1861.

(3) *On a new standard of light* (*Phil. Magazine*, t. VIII, p. 392).

fait usage de méthodes d'observation très délicates, telles que celles du pyromètre à air et des mesures spectrophotométriques.

Dans ces conditions, je préfère employer comme source de lumière la flamme d'une lampe modérateur à cheminée cylindrique sans étranglement (système Bernard), dont l'intensité peut être maintenue rigoureusement constante pendant le temps nécessaire pour les observations au spectrophotomètre, ce qui peut s'obtenir facilement. Les variations lentes de l'intensité absolue de sa lumière sont sans influence, comme nous l'avons déjà dit au commencement de ce Chapitre.

En premier lieu, un combustible défini, tel que l'huile de colza, développe une quantité de chaleur proportionnelle au poids du combustible brûlé, et, comme cette chaleur est employée à élever la température du carbone qui se sépare à l'état solide au sein de la flamme et celle des produits de la combustion, la température du carbone ainsi isolé sera constante, quelle que soit la masse de la flamme, lorsque cette masse variera entre des limites assez étendues; la composition de la lumière émise sera donc constante, quoique son intensité puisse varier beaucoup; or, d'après ce que nous avons dit précédemment, la température peut être définie, non par l'intensité lumineuse absolue, mais par la composition spectrale de la lumière émise. Ce que nous venons de dire suppose que la combustion est complète et qu'elle se fait toujours dans les mêmes conditions, c'est-à-dire avec dépôt de carbone solide au sein d'une masse gazeuse incandescente de composition constante; il faudra donc éliminer les cas où la flamme serait assez petite pour commencer à brûler bleu, et trop haute pour que la combustion soit incomplète et qu'il y ait dépôt de carbone non brûlé; dans ce dernier cas, la flamme devient fumeuse, et sa couleur rougeâtre accuse un abaissement de température.

Si l'on se tient assez loin de ces deux cas extrêmes, la température moyenne de la partie blanche de la flamme est constante, et j'ai vérifié ce fait de la manière suivante.

J'éclaire les deux demi-fentes du spectrophotomètre, l'une directement, au moyen de la flamme d'une forte lampe à modérateur, l'autre par réflexion totale sur l'hypoténuse du prisme rectangle de la fente, au moyen de la flamme d'une petite lampe à modérateur, et je donne aux deux lumières une intensité déterminée en élevant convenablement la mèche. Lorsque les intensités des deux lumières sont devenues sensiblement constantes, ce qui a lieu au bout de quelque temps, j'amène dans le rouge extrême la fente oculaire du spectrophotomètre, j'établis le contact des deux plages éclairées et je les amène à l'égalité d'intensité par une rotation convenable du nicol; ce résultat étant obtenu, j'amène successivement la fente oculaire dans les diverses régions du spectre, et je constate qu'après avoir établi la tangence des deux plages lumineuses leur intensité reste la même dans toute l'étendue du spectre, sans qu'il soit nécessaire de toucher au nicol. J'ai obtenu le même résultat soit avec deux lampes de même grosseur et donnant des lumières d'intensités égales ou très différentes, soit avec des lampes de dimensions très différentes et dont la flamme avait des hauteurs très variables. La conclusion à laquelle nous étions arrivés peut donc être généralisée, et la lumière de la lampe à modérateur peut être adoptée comme type, non à cause de la constance de son intensité, que nous n'avons à lui demander que pour la durée assez courte d'une observation, mais à cause de la constance de sa composition, qui ne pourrait être altérée que dans deux cas extrêmes dont il est facile de s'éloigner : celui où elle tend à brûler bleu, et celui où elle devient fumeuse.

J'ajouterai que la température de cette flamme est supérieure aux températures les plus élevées des fourneaux industriels, c'est-à-dire au blanc éblouissant. En effet, en

éclairant la demi-fente supérieure du spectrophotomètre par la lumière qui émane du réservoir d'un thermomètre à air en porcelaine incandescent. et la demi-fente inférieure avec la flamme d'une lampe à modérateur, je n'ai jamais pu réussir à obtenir deux spectres de même composition; la lumière émanant du thermomètre ayant été amenée à l'égalité d'intensité dans le rouge extrême avec celle de la lampe à modérateur, son intensité dans le violet était toujours inférieure à celle de la lampe, quelle que fût la température du thermomètre; j'ai même ramolli et complètement déformé, en les soumettant à une trop haute température, les réservoirs thermométriques en porcelaine dure de mon thermomètre à air, sans pouvoir arriver à établir l'égalité d'intensité de la lumière qu'ils émettaient avec celle de la lampe, dans toute l'étendue du spectre. Cependant la lumière de la lampe a une teinte rougeâtre, à cause du faible pouvoir émissif de la flamme, et le blanc éblouissant du thermomètre à air ne paraît tel qu'en raison de son intensité; si en effet on l'affaiblit convenablement, soit par une projection amplifiée au moyen d'une lentille, soit au moyen de deux nicols, cette lumière, si blanche quand on la regarde directement, est en réalité plus rougeâtre encore que celle de la lampe.

Parmi les diverses lumières usuelles, la lumière de la lampe à modérateur est, à ma connaissance, celle dont la température est la plus basse. Toutes les autres sources de lumière, comparées au spectrophotomètre avec celle de la lampe, donnent en effet des spectres dans lesquels le violet est toujours plus intense que celui de la flamme de la lampe, quand on a amené à l'égalité d'intensité les régions rouges des deux spectres.

Nous donnerons plus tard les mesures que nous avons faites sur diverses sources lumineuses, mais il nous a paru utile d'indiquer cette particularité en traitant du choix de a lumière prise pour type.

V. — Étude spectrométrique de quelques sources lumineuses [1].

Ces études préliminaires, destinées à montrer l'application de la méthode spectrométrique au classement des températures de quelques sources de lumière par ordre de températures croissantes, ont été faites à l'aide de l'appareil de M. Glan, dont j'ai déjà donné la description, muni de la modification dont j'ai déjà parlé.

Mais cet instrument ne donne que des rapports d'intensité; il est facile de convertir ces rapports en valeurs absolues. Il suffit pour cela d'obtenir les valeurs absolues de l'énergie mécanique des diverses radiations simples rapportées au spectre normal d'une source de lumière sur laquelle ces mesures puissent être faites avec quelque précision. Les rapports d'intensité lumineuse des diverses radiations simples prises dans cette source et dans la lumière à étudier donneront ensuite les valeurs absolues de l'énergie de ces radiations dans les autres lumières.

Dans ce but, j'ai mesuré l'énergie des radiations simples de la lumière solaire rapportées au spectre normal; leur intensité est en effet assez grande pour que ces déterminations soient possibles au moyen d'une pile thermo-électrique et d'un galvanomètre. Il est vrai que ce spectre est modifié par une absorption élective due aux milieux absorbants que la lumière solaire doit traverser avant d'arriver aux instruments de mesure, et qui donne naissance aux raies et aux bandes d'absorption du spectre solaire; mais, d'une part, ces raies et ces bandes sont assez fines pour que leur influence soit grandement atténuée, et, d'autre part, l'intensité calorifique des radiations simples des autres lumières

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 323; août 1878.

est trop faible pour que l'on puisse compter sur quelque précision dans les mesures. La lumière électrique seule permettrait des mesures à peu près aussi faciles, mais son peu de constance, même avec les meilleurs régulateurs, m'a obligé de renoncer à son emploi; avec la lumière solaire au contraire, si l'on opère par un très beau temps et si la durée des déterminations est assez courte pour que la variation de la hauteur du Soleil soit faible dans leur intervalle, on obtient des résultats dont la constance est très satisfaisante.

La lumière solaire, réfléchie par le miroir d'un héliostat argenté à sa surface, est réfléchie horizontalement et dirigée sur une fente de $0^{mm},5$ de largeur, munie d'une vis micrométrique donnant sa largeur à moins de $\frac{1}{100}$ de millimètre près. Cette fente est placée au centre de courbure d'un miroir sphérique concave en verre argenté à sa surface, de $0^{m},10$ de diamètre et de $0^{m},30$ de distance focale principale, qui donne une image renversée de la fente, en vraie grandeur et coïncidant avec la fente elle-même. On reçoit le faisceau, avant son incidence sur le miroir, sur l'arête verticale d'un prisme dispersif, et l'on déplace latéralement le miroir de manière qu'il reçoive normalement à sa surface le faisceau divisé; on projette aussi latéralement un spectre très pur. L'emploi d'un réseau gravé sur métal serait préférable à celui du prisme, mais il donne trop peu d'intensité pour que les mesures soient précises. On voit que l'absorption est limitée à celle que produit le prisme seul; elle est réduite à son minimum si l'on reçoit le faisceau très près de l'arête du prisme. De plus, dans la partie lumineuse du spectre, sur laquelle seulement j'ai opéré, l'intensité lumineuse est proportionnelle à l'énergie mécanique du mouvement vibratoire correspondant accusée par l'indication de la pile thermo-électrique, pourvu que les radiations n'aient subi aucun affaiblissement par une transmission antérieure, comme l'ont démontré MM. Jamin

et Masson, tandis que les expériences de M. Desains [1] ont montré que, dans le cas contraire, des rayons de même longueur d'onde pris dans des spectres de diverses origines peuvent avoir des propriétés notablement différentes.

Je me suis servi d'un prisme de flint, les prismes en sel gemme ou en spath fluor donnant trop peu de dispersion et étant difficiles à obtenir dans un état de pureté optique suffisant pour donner un spectre très net. L'absorption exercée par un milieu incolore ne change rien, du reste, aux rapports d'intensité des radiations visibles du spectre; néanmoins, j'ai cherché à la réduire à son minimum par l'emploi d'un miroir argenté à sa surface, dans l'héliostat, et d'un miroir concave également argenté à sa surface, à la place de la lentille achromatique habituellement employée.

Dans ces conditions, on obtient un spectre très net, sur lequel les raies solaires sont très bien dessinées et leur position parfaitement mesurable. Le spectre est reçu sur une pile thermo-électrique linéaire très sensible, dont le diaphragme a $0^{m},002$ de largeur; la pile ne reçoit donc que les radiations comprises sur un quinzième environ de la longueur du spectre, qui dans mes expériences a varié de $0^{m},030$ à $0^{m},035$. La pile est mobile au moyen d'une crémaillère sur un banc gradué, et sa position peut être obtenue à moins de $\frac{1}{10}$ de millimètre près.

Le courant de la pile thermo-électrique était mesuré au moyen d'un grand galvanomètre astatique de Ruhmkorff, muni d'un miroir, et les déviations étaient mesurées par réflexion au moyen d'une échelle divisée et d'une lunette, par la méthode de Gauss; chaque millimètre de l'échelle correspondait à une déviation angulaire de $25'',7$.

Tout l'appareil était placé dans une chambre hermétiquement close; les courants d'air et le rayonnement calo-

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXVII, p. 297.

rifique émanant de l'observateur étaient interceptés au moyen d'un système d'écrans disposés autour de la pile; ces précautions sont indispensables si l'on veut obtenir des mesures précises; il est également nécessaire d'observer dans l'obscurité aussi complète que possible, en se bornant à éclairer l'échelle par une petite lampe, la lumière diffuse du jour étant suffisante pour imprimer à l'aiguille du galvanomètre une déviation qui est loin d'être négligeable.

La *Pl. I, fig.* 3, donne un spécimen des courbes ainsi relevées. Les abscisses représentent en millimètres les distances de la fente de la pile au violet extrême; les ordonnées représentent les déviations du galvanomètre en millimètres de l'échelle.

On voit que la chaleur commence à être sensible au delà de la raie H et se prolonge dans l'ultra-rouge, à une distance linéaire égale à peu près aux $\frac{2}{3}$ de la longueur du spectre visible.

Mais les abscisses ainsi figurées représentent la dispersion spéciale au prisme employé. Il est facile de les convertir en déviations proportionnelles aux longueurs d'onde correspondantes et d'obtenir ainsi l'échelle du spectre normal, indépendante de la nature du prisme dispersif.

Pour cela, je trace sur l'épure du spectre calorifique la courbe *abc*, qui représente la dispersion du prisme. Les abscisses représentent la position des principales raies solaires sur le spectre observé, et les ordonnées les longueurs d'onde correspondantes, $0^m,001$ de l'échelle correspondant à $\frac{1}{10000}$ de millimètre de longueur d'onde.

La fente de la pile ayant $0^m,002$ de largeur, je prends sur l'échelle des abscisses $0^m,001$ de part et d'autre de chacune des positions de la pile, et je mesure la différence des ordonnées de la courbe de dispersion correspondant à ces deux positions. Cette différence est égale à celle des longueurs d'onde extrêmes $\lambda - \lambda'$ reçues sur la fente de la

pile ; je rapporte l'intensité calorifique mesurée par la pile à celle qui correspondrait à une différence constante de longueur d'onde égale à $\frac{1}{1000000}$ de millimètre, en divisant l'intensité mesurée par la différence $\lambda - \lambda'$, mesurée elle-même en $\frac{1}{1000000}$ de millimètre.

Enfin, je trace la courbe dont les abscisses représentent les longueurs d'onde et les ordonnées sont égales à $\frac{c}{\lambda - \lambda'}$, c représentant l'intensité mesurée dans l'intervalle de $0^{m},002$ de largeur compté sur la longueur du spectre prismatique.

Voici, pour la partie lumineuse de ces spectres, les moyennes d'un certain nombre d'observations concordantes, faites dans d'excellentes conditions atmosphériques. J'ai représenté par 1000 l'intensité calorifique qui correspond à une radiation rouge de longueur d'onde $0^{mm},000676$; les intensités mesurées dans l'ultra-rouge ne peuvent trouver place dans ce Tableau, les longueurs d'onde correspondantes n'étant pas exactement connues ; nous donnons également les valeurs des intensités calorifiques des radiations simples de quelques lumières artificielles, que nous avons calculées en mesurant, au moyen du spectrophotomètre, le rapport de l'intensité de chacune des radiations simples de leurs spectres à l'intensité de ces mêmes radiations dans le spectre solaire, en représentant ces dernières par les valeurs absolues de leurs intensités calorifiques, et faisant toujours égale à 1000 l'intensité correspondant à la longueur d'onde 676. Les nombres contenus dans ce Tableau sont les moyennes d'un grand nombre de mesures sensiblement concordantes.

Longueurs d'onde.....	676	605	560	523	486	459
Lumière solaire......	1000	820	760	670	540	460
Lumière électrique...	1000	707	597	506	307	228
Lumière Drummond..	1000	573	490	299	168	73
Lampe à modérateur..	1000	442	296	166	80	27

La lumière électrique était obtenue au moyen d'un régulateur Foucault muni de charbons de M. Carré, alimenté par 60 éléments Bunsen de $0^m,25$ de hauteur. La lumière Drummond était émise par un prisme de chaux sur lequel était dirigé un courant d'oxygène et de gaz de l'éclairage, au moyen du chalumeau de M. Debray.

Nous ne donnons pas ici les nombres peu concordants obtenus au moyen de la flamme du gaz de l'éclairage et de celle d'une bougie stéarique.

On peut déjà constater que, pour une même intensité dans le rouge ($\lambda = 676$) dans les divers spectres, l'affaiblissement vers le violet varie avec chaque source suivant une certaine fonction de la température, et, sans pouvoir encore tenter une mesure de celle-ci, on peut déjà les ranger par ordre de températures croissantes : 1° lampe à modérateur; 2° bougie stéarique; 3° gaz de l'éclairage; 4° lumière électrique; 5° lumière solaire.

On voit que cette dernière correspond à une température d'émission bien supérieure à celle de la lumière électrique, malgré l'incertitude causée par les absorptions qu'elle a subies pendant sa transmission à travers les enveloppes gazeuses du Soleil et notre atmosphère.

La mesure rigoureuse des températures pourra être obtenue par voie spectrométrique dès que l'on connaîtra la loi exacte de l'émission des diverses radiations simples et les constantes numériques relatives aux diverses longueurs d'onde; les résultats exposés ci-dessus peuvent être considérés comme un premier essai tenté en vue de la solution de cette importante question.

Il est cependant possible d'obtenir dès à présent une solution purement expérimentale de cette question [1].

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 979; décembre 1878. — *Journal de Physique*, t. VIII, p. 196.

VI. — Détermination expérimentale des hautes températures par la méthode spectrométrique.

Prenons pour terme de comparaison la lumière d'une lampe à modérateur; mesurons au moyen d'un spectrophotomètre le rapport des intensités d'une même radiation rouge de longueur d'onde λ, prise dans la source de température inconnue et dans la flamme de la lampe; mesurons de même le rapport des intensités d'une radiation verte de longueur d'onde λ′, prise dans ces deux mêmes sources. Si nous ramenons les intensités du rouge λ à être égales entre elles dans les spectres des deux sources, en divisant le second rapport par le premier, le quotient ainsi obtenu, c'est-à-dire le rapport des intensités du vert λ′ dans ces conditions sera un nombre supérieur ou inférieur à l'unité, selon que la température de la source considérée sera plus élevée ou plus basse que celle de la flamme de la lampe. Si donc nous faisons arbitrairement égale à 1000 la température de la flamme de la lampe, celle de la source sera exprimée par un nombre supérieur ou inférieur à 1000 dans l'un ou l'autre cas. Si la température du corps incandescent varie, les nombres ainsi obtenus constitueront une échelle optique, nécessairement arbitraire, des températures, dans laquelle la valeur du degré dépendra de la température de la flamme de la lampe prise comme terme de comparaison et d'une certaine fonction des longueurs d'onde λ et λ′ adoptées.

J'établis la correspondance de cette échelle avec celle des températures, exprimées en degrés centigrades, d'un thermomètre à air à réservoir en porcelaine vernie porté à divers degrés d'incandescence et pris comme source de radiations. La Table étant ainsi dressée, il suffira de faire deux mesures spectrométriques pour mesurer exactement la température d'un corps incandescent, telle que celle d'un

fourneau industriel ou celle de la flamme de divers combustibles, et régler ainsi l'allure de la température dans ces divers cas. On obtiendra la température en degrés centigrades au moyen de la Table tant qu'elle sera inférieure à celle où la porcelaine du réservoir thermométrique commence à se ramollir; au delà de ce point, on se bornera à mesurer les degrés optiques jusqu'à ce que nos connaissances soient assez avancées pour que l'on puisse établir une relation mathématique entre la nature de l'émission lumineuse à une température donnée et la force vive du mouvement calorifique qui lui correspond; dans ce dernier cas, l'échelle que je propose restera actuellement arbitraire, mais toujours comparable à elle-même, et permettra d'obtenir des points de repère rigoureux dans l'intervalle compris entre la température où la porcelaine se ramollit et celle où les corps les plus réfractaires se volatilisent. Au delà de ce point, l'étude des spectres d'émission des vapeurs incandescentes pourra peut-être fournir les éléments nécessaires pour que l'on puisse encore étendre l'échelle des températures.

Cette méthode pourrait aussi s'appliquer à la mesure de la température du Soleil et à celle des étoiles; mais ici les nombres obtenus ne seront qu'approximatifs, à cause de l'influence perturbatrice produite par l'absorption qu'exercent sur la lumière émise les atmosphères qui entourent ces astres; on pourra néanmoins vérifier l'exactitude du classement des étoiles par ordre de températures croissantes, que M. Lockyer a proposé en se basant sur l'étude des phénomènes d'absorption dont nous venons de parler, et peut-être obtenir des mesures numériques approchées.

En adoptant comme radiations fixes celles dont les longueurs d'onde sont 673 et 523, voici les nombres qui représentent, *dans cette échelle arbitraire*, les *degrés optiques* de quelques sources lumineuses :

Lame de platine chauffée au rouge dans un bec de Bunsen.	524
Lame de platine chauffée au rouge blanc dans un chalumeau à gaz	810
Lampe à modérateur alimentée par l'huile de colza......	1000
Bougie stéarique	1162
Gaz de l'éclairage (bec d'Argand).....................	1373
Lumière oxyhydrique (oxygène et gaz de l'éclairage sur de la chaux)................................	1806
Lumière électrique (60 éléments de Bunsen)	3060
Lumière solaire.................................	4049

Le carbone, le platine et la chaux incandescents qui émettent la lumière de ces diverses sources ont même pouvoir d'irradiation; M. E. Becquerel a démontré, en effet, cette identité pour la porcelaine, le platine, le carbone et la magnésie [1].

Remarquons, à ce sujet, que les diverses méthodes qui ont été jusqu'ici proposées pour évaluer des températures supérieures à celles que l'on peut mesurer directement au moyen du thermomètre à air sont basées sur des hypothèses plus ou moins plausibles et fondées sur une extrapolation faite au moyen de formules qui ne se vérifient que dans les limites où l'expérience a permis de faire des mesures exactes. Nous ignorons complètement si ces extrapolations, faites souvent dans une étendue de beaucoup supérieure aux limites entre lesquelles l'expérience confirme les formules, sont non seulement probables, mais même possibles.

C'est ainsi que, selon les formules employées et les hypothèses faites, on a été conduit à proposer pour la température moyenne du Soleil des nombres différant les uns des autres dans de telles proportions, qu'il est impossible de savoir quel degré de confiance on peut leur accorder. La méthode que je propose ne donne pas les températures

---

[1] E. Becquerel, *La lumière*, t. I, p. 78.

en degrés centigrades, il est vrai, mais fournit une échelle arbitraire, ou plutôt une série continue de points de repère qui peuvent être utilisés pour définir et retrouver une température inconnue; l'expression d'une température en degrés optiques représente un simple fait d'observation; quand on dit qu'une température est représentée par 2000° optiques, par exemple, on entend par là que, si l'on ramène à l'égalité d'intensité le rouge (673) des spectres du corps incandescent et de la flamme de la lampe, le vert (523) du spectre du corps incandescent a une intensité double de celui de la flamme de la lampe prise pour terme fixe de comparaison.

VII. — Four a hautes températures constantes.

Nous avons déjà dit que la source de lumière que nous devons étudier comparativement avec celle de la lampe à modérateur est le réservoir en porcelaine d'un thermomètre à air chauffé à une température qui varie du rouge sombre au blanc le plus éclatant, température à laquelle la porcelaine se ramollit, le réservoir se déforme et où les observations sont forcément arrêtées.

Je me suis servi, pour ces déterminations, d'un fourneau en plombagine chauffé par un fort chalumeau de M. Schlœsing, alimenté par le gaz de l'éclairage et un courant d'air comprimé; la constance de la température du fourneau dépend de celle des deux courants d'air et de gaz; il est facile, au moyen des régulateurs du gaz, d'obtenir ce dernier à pression constante; le problème est plus difficile à réaliser pour l'air comprimé.

Dans ce but, je me suis servi d'un appareil combiné et construit par M. Wiesnegg, sur les données de MM. de Romilly et d'Arsonval.

Cet appareil, qui est en réalité une trompe dans laquelle le jet d'eau est remplacé par un jet de vapeur, est une ap-

plication très intéressante des phénomènes d'entraînement par un courant gazeux étudiés par M. de Romilly [1], qui a donné à M. Wiesnegg les dimensions des cônes d'insufflation et d'entraînement correspondant au maximum d'effet. L'application d'un jet de vapeur à l'entraînement de l'air avait été déjà faite par M. Bourdon en 1845; elle est devenue pratique avec l'appareil suivant, construit par M. Wiesnegg.

Il se compose (*fig.* 1) [2] d'un générateur vertical en tôle à circulation rapide, timbré à 6^{kg} par centimètre carré, et d'un quart de cheval, chauffé par un brûleur à gaz formé de plusieurs rangées concentriques de becs en stéatite brûlant à blanc. La constance de l'écoulement de l'air dépendant de celle de la pression de la vapeur, il était indispensable de maintenir celle-ci absolument constante, indépendamment de toute surveillance. M. Wiesnegg est arrivé à ce résultat par une heureuse application du régulateur de pression de la vapeur de M. d'Arsonval (*fig.* 2). Un robinet adapté à la chaudière conduit, au moyen d'un tube en plomb (1), la pression de la vapeur dans la boîte en laiton (8) du régulateur. La paroi supérieure de cette boîte est fermée par une lame de caoutchouc recouverte d'un galet (2) qui glisse librement dans la boîte d'arrivée du gaz et que surmonte une tige (5) qui lui transmet la pression exercée par un contre-poids (6) agissant par l'intermédiaire d'un levier. La pression de la vapeur soulève ainsi le galet, qui étrangle de plus en plus le passage du gaz, lequel, arrivant par le tube (3), se rend par le tube (4) au brûleur qui chauffe la chaudière. La pression de la vapeur sur l'une des faces de la lame de caoutchouc est donc partiellement équilibrée par celle qui est exercée

---

[1] De Romilly, *Journal de Physique*, t. IV, p. 267 et 334.

[2] Les clichés de cette figure et de celle qui suit nous ont été obligeamment prêtés par M. Wiesnegg.

sur la tige par le contre-poids, sans que le caoutchouc puisse être altéré par la chaleur, la pression de la vapeur

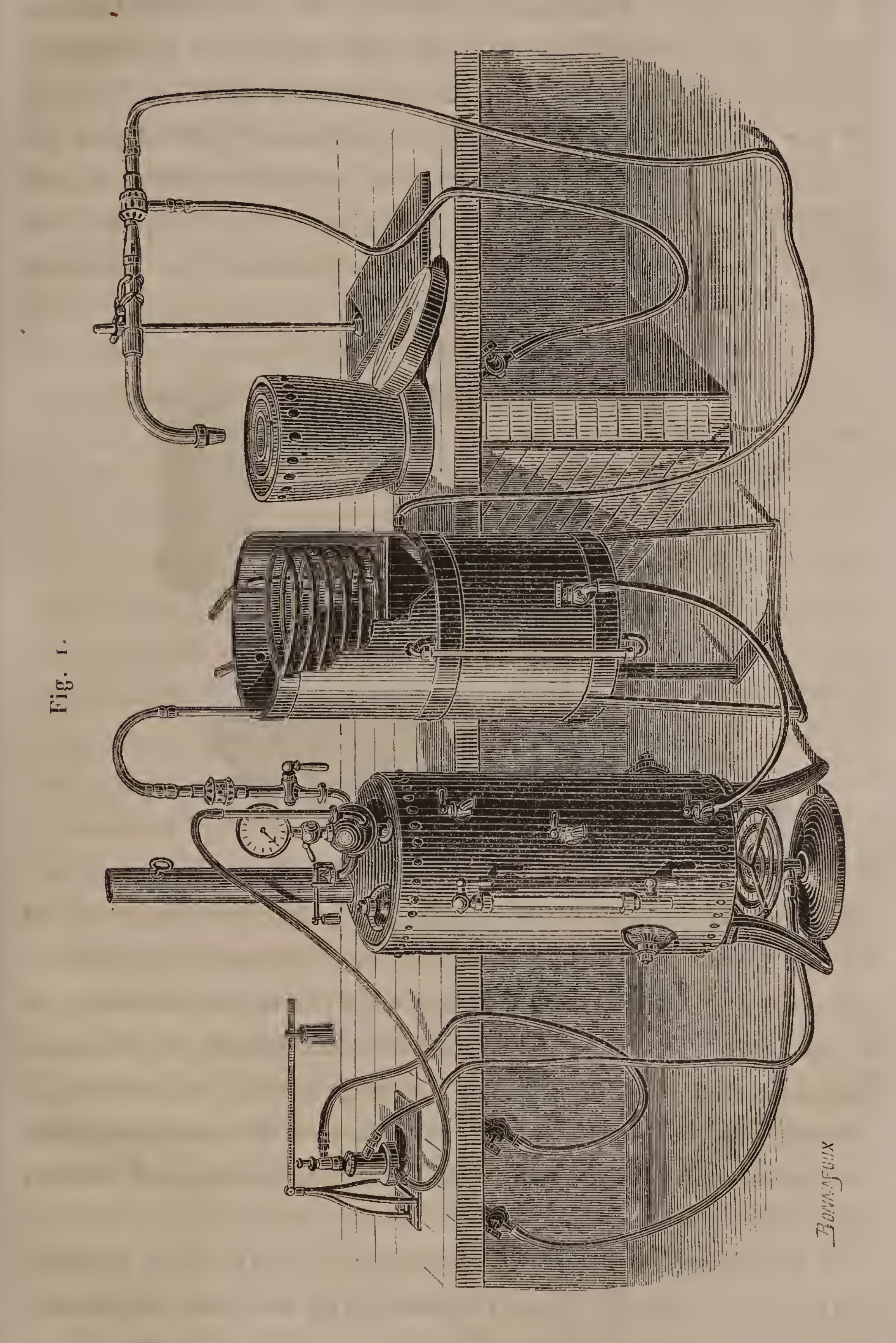
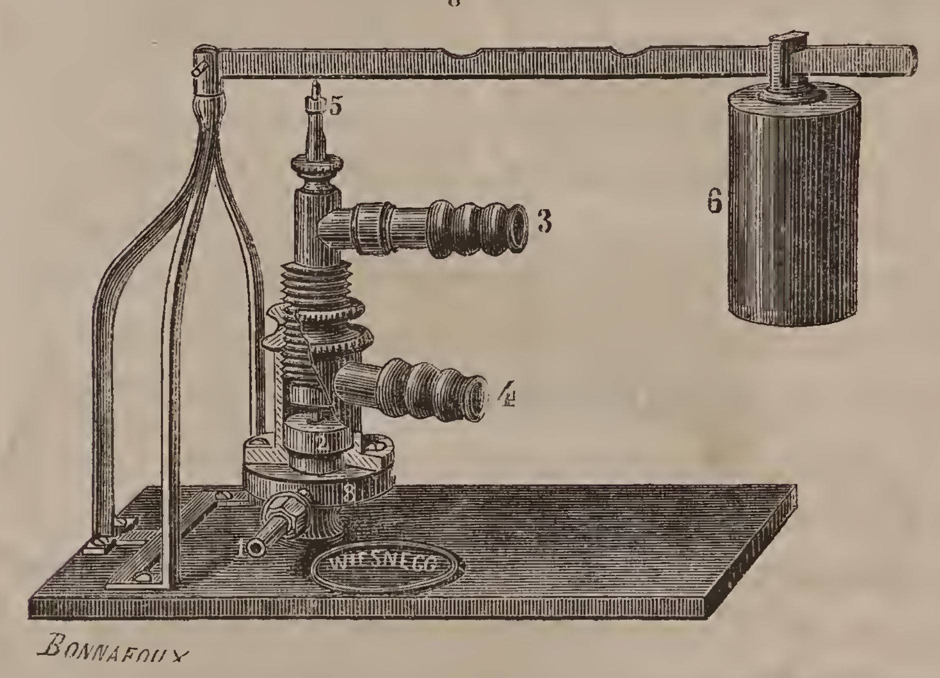


Fig. 1.

s'exerçant par l'intermédiaire de l'eau qui provient de sa condensation. En écartant le contre-poids le long du levier,

la contre-pression sera de plus en plus grande; des crans taillés dans la tige permettent de placer immédiatement le contre-poids dans une position telle que l'écoulement du gaz qui se rend au brûleur soit réglé de manière à maintenir dans la chaudière une pression de 1^{kg}, 2^{kg}, ..., 6^{kg} par centimètre carré; afin de prévenir l'extinction du brûleur par suite d'une obturation complète du gaz, une petite rampe à gaz formée par deux tubes disposés en croix, placée sur le brûleur, est alimentée par un petit

Fig. 2



robinet indépendant du régulateur; lorsque, par suite d'une trop forte pression de la vapeur, le brûleur s'éteint, la température s'abaisse, la pression diminue, et le courant de gaz, rétabli par le régulateur, se rallume immédiatement. Au moyen de ce régulateur, on maintient constantes dans la chaudière, soit en marche, soit au repos, des pressions variant de 1^{atm} à 5^{atm} pendant des heures entières.

A la chaudière est adapté (*fig.* 1) un gros robinet muni d'un ajutage d'écoulement, qui se rend dans une boîte cylindrique percée de trous, en face du cône d'entraînement de l'air; le jet de vapeur soufflant dans l'axe

de ce cône, un mélange de vapeur et d'air comprimé s'engage dans le tube qui communique avec lui, se rend dans un serpentin en cuivre entouré d'eau, où la vapeur se condense, et de là dans un réservoir à air placé sous le serpentin, dans lequel se fait le départ de l'eau distillée, qui se rend au fond du réservoir, et de l'air comprimé, qui est conduit au chalumeau par un tube de caoutchouc.

D'après M. Wiesnegg, qui fait dans ses ateliers un usage permanent de cet appareil, 1^{lit} d'eau vaporisée comprime 642^{lit} d'air sous la pression de $0^{m},10$ de mercure et exige environ 5^{lit} d'eau pour la condensation de la vapeur.

D'après les essais que j'ai faits avec cet appareil, la pression de l'air entraîné est très sensiblement proportionnelle à celle de la vapeur. Il est d'ailleurs évident que, la chaleur dégagée par la combustion du mélange d'air et de gaz de l'éclairage étant proportionnelle à la quantité du mélange qui brûle dans l'unité de temps, on peut élever à volonté la température du four dans lequel on dirige la flamme du chalumeau, en augmentant la vitesse d'écoulement du mélange, et que l'on tend ainsi vers une limite qui ne peut jamais être atteinte, à cause des pertes par rayonnement et par conductibilité, et qui est la température moyenne de la flamme du chalumeau.

Or, avec l'appareil que nous venons de décrire sommairement, on est maître de la vitesse de l'air, et par conséquent de celle du gaz qu'il entraîne.

Le four dans lequel est dirigée la flamme du chalumeau est construit en plombagine; la flamme est dirigée de haut en bas, dans le sens de son axe, à travers un orifice percé dans un couvercle en plombagine qui ferme le four, et vient se briser sur un disque épais de plombagine qu'elle est obligée de contourner pour se rendre dans le four. Celui-ci est ouvert à sa partie inférieure et repose, au moyen de trois cales en plombagine, sur un socle de même matière (*Pl. I, fig. 4*).

Le four est entouré d'une enveloppe concentrique, également en plombagine, reposant sur le socle. Il se fait ainsi, de bas en haut, un retour de flamme, et les gaz de la combustion s'échappent par une rangée circulaire de trous percés dans la partie supérieure de l'enveloppe. Au bout d'une demi-heure de chauffe, l'intérieur du four est porté à une température qui est voisine de celle de la fusion du platine, et l'enveloppe extérieure elle-même commence à rougir. On se préserve de son rayonnement incommode en l'entourant à une petite distance d'un manchon formé par des briques réfractaires posées de champ.

Cet appareil donne très facilement les températures les plus élevées, et il faut même prendre des précautions pour éviter la fusion du thermomètre en porcelaine qu'on y place. Je modère la température en diminuant l'arrivée du gaz et en forçant celle de l'air; mais alors, pour éviter les retours de flamme dans le chalumeau, il est nécessaire de fermer les ouvertures percées dans la boîte à air du chalumeau et qui permettent l'aspiration de l'air extérieur; on arrive facilement à ce résultat en entourant la boîte à air de plusieurs doubles de toile fortement ficelés. La flamme ainsi obtenue est très oxydante et brûle rapidement les parois du four; mais alors la silice qui est mélangée à la plombagine est mise à nu et forme une couche qui se fritte et forme une enveloppe protectrice qui ralentit la combustion des parois du four; malgré cela, ces fours sont de peu de durée, surtout quand on élève beaucoup leur température, et il est nécessaire de les remplacer souvent.

Avec la précaution que je viens d'indiquer, on peut maintenir constantes, pendant des heures entières, des températures qui varient du rouge sombre au blanc le plus éclatant; dans ces derniers cas seulement, il est nécessaire d'enlever la toile qui entoure la boîte à air, et les retours de flamme ne sont plus à craindre.

L'emploi d'un excès d'air facilite beaucoup la réparti-

tion égale de la chaleur dans toutes les parties du four, mais il faut arriver à rendre la température constante dans toute l'étendue occupée par le réservoir du thermomètre à air (*a*, *Pl. I, fig.* 4) ; j'y arrive, en premier lieu, par l'emploi d'un courant très rapide d'air en excès; en second lieu, en diminuant la capacité du four au moyen de creusets en plombagine *b*, *b*, dont j'enlève le fond et dont la surface extérieure vient s'appliquer sur l'intérieur du four, de manière à ne laisser dans celui-ci qu'une chambre légèrement conique dont le diamètre est environ trois fois celui du réservoir cylindrique du thermomètre et dont la hauteur est un peu supérieure à la longueur de ce réservoir.

Pour m'assurer de l'égalité de température de tous les points du réservoir thermométrique, je pratique dans le four et dans son enveloppe un regard latéral formé par deux ouvertures reliées l'une à l'autre par un tube de plombagine *c*. Le creuset intérieur est lui-même muni d'une fente *f* qui laisse voir l'axe du réservoir thermométrique. Un tube de terre réfractaire *t* prolonge extérieurement le tube de plombagine et porte à son extrémité une lame de mica *d* qui arrête la flamme. Au moyen d'une lentille *l*, on projette sur un écran l'image amplifiée de la fente du creuset.

L'image nette de la fente étant ainsi obtenue, c'est la lumière qui émane du réservoir thermométrique, et celle-là seule qu'il s'agit d'étudier.

Pour cela, on la reçoit sur la demi-fente libre du spectrophotomètre, l'autre demi-fente étant recouverte du prisme à réflexion totale et recevant la lumière de la lampe à modérateur placée latéralement.

Le spectrophotomètre est muni de son collimateur micrométrique, et je trace préalablement la courbe de graduation de l'instrument en portant sur les abscisses les divisions du micromètre et sur les ordonnées les longueurs d'onde correspondantes. Je me suis servi pour cette gra-

duation des raies du spectre solaire et des principales raies des sels métalliques dont la longueur d'onde est exactement connue [1].

Cela posé, il est facile de déterminer le degré optique de température de points de la surface du réservoir cylindrique du thermomètre, pris à des hauteurs diverses, par la méthode que nous allons indiquer, et de la constance des températures ainsi obtenues on pourra déduire l'égalité de température de tous les points du réservoir thermométrique, égalité qui est obtenue lorsqu'elle est réalisée pour tout l'intérieur du four, qui se trouve alors en équilibre de température avec le réservoir thermométrique. D'une nombreuse série d'observations de cette nature j'ai pu déduire les conclusions suivantes : au début de l'allumage, le sommet du réservoir est toujours plus chaud que les autres parties, mais au bout d'une heure environ l'équilibre thermométrique est obtenu et le rayonnement lumineux a la même composition dans toute l'étendue du four; cette uniformité est facilitée par l'emploi du disque épais de plombagine contre lequel vient se briser le jet de gaz avant de pénétrer dans la partie du four occupée par le thermomètre; il arrive même que la partie supérieure de ce disque est relativement froide, ou du moins que sa teinte est un peu plus sombre que celle des autres parties du four, probablement à cause du refroidissement causé par le mélange gazeux, qui arrive avec une très grande vitesse et qui ne prend sa température maximum qu'au bout d'un temps très court, il est vrai, mais appréciable.

VIII. — Thermomètre a air.

Je me suis servi pour les mesures thermométriques de thermomètres à air en porcelaine dure, recouverte d'un

---

(1) *Voir*, à ce sujet, l'Ouvrage de M. Lecoq de Boisbaudran, *Les spectres lumineux*, p. 21 à 24.

vernis feldspathique, construits par M. Gosse, et j'ai suivi, en les modifiant selon les besoins de mes déterminations, la méthode de M. Regnault [1], adoptée par M. Sainte-Claire Deville [2] dans ses belles recherches sur les densités de vapeurs à de hautes températures.

Les thermomètres que M. Gosse a construits sur mes indications ont un réservoir cylindrique de $0^{m},10$ de longueur sur $0^{m},03$ de diamètre intérieur, muni d'un tube capillaire en porcelaine dont la section intérieure est de $1^{mmq},327$.

La capacité du réservoir est mesurée, comme l'a fait M. H. Sainte-Claire Deville [3], par les pesées du réservoir successivement vide et rempli d'eau distillée purgée d'air, à 0°. La capacité du réservoir seul est de $57^{cc},553$ pour l'un des thermomètres dont je me sers.

Ce thermomètre (*a*, *Pl. I, fig.* 4) est placé verticalement dans l'axe du four; son tube, dirigé de haut en bas, traverse le socle en plombagine du four et communique par un tube capillaire de cuivre *mm* avec le manomètre à mercure M, dont la lecture sert à calculer la température du thermomètre *a*.

Le manomètre, en tout semblable à ceux de M. Regnault, est enfermé dans une cuve CC, munie à ses faces antérieure et postérieure de deux fortes glaces et dans laquelle circule un courant constant d'eau qui arrive par le bas de la cuve et se déverse par le haut dans un entonnoir I; de là elle est conduite au moyen d'un tube de plomb *p* dans la cuve en cuivre qui contient le serpentin dans lequel se condense la vapeur du compresseur d'air; l'eau chaude déversée à la partie supérieure de la cuve du serpentin est rejetée extérieurement par un autre tube. Le manomètre est ainsi à une

---

(1) *Mémoires de l'Académie des Sciences de Paris*, t. XXI, p. 163.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LVII, p. 899.

(3) *Ibid.*, t. LIX, p. 166.

température constante, comme j'ai pu m'en assurer au moyen de deux thermomètres placés l'un au sommet, l'autre au bas de la cuve à parois de glace du manomètre; dans les circonstances les plus défavorables, c'est-à-dire lorsque le courant d'eau était assez lent, le thermomètre inférieur était de $\frac{1}{10}$ de degré plus haut que le thermomètre supérieur, et cette différence disparaissait lorsque le courant d'eau était suffisamment rapide.

J'ai gradué les tubes manométriques et déterminé le rapport de chaque division au millimètre de mon cathétomètre. Les lectures se font au moyen d'un viseur placé à distance, la cuve étant éclairée à sa partie postérieure par un bec de gaz que l'on peut mouvoir le long de la cuve; une feuille de papier blanc appliquée contre la glace postérieure constitue un fond vivement éclairé, sur lequel les lectures se font avec facilité et précision. A chaque lecture, un écran noir était amené un peu au-dessus du ménisque mercuriel, derrière le tube manométrique, afin de détacher nettement le ménisque noir sur un fond brillant; les hauteurs obtenues sont corrigées de la température et de l'erreur de graduation. Le tube manométrique a été jaugé au mercure, de $0^m,10$ en $0^m,10$, dans toute son étendue; des jaugeages analogues m'ont donné la capacité du tube capillaire du manomètre et celle du tube manométrique jusqu'au zéro de la graduation.

La communication du thermomètre avec le manomètre est obtenue au moyen d'un tube capillaire en cuivre *mm*, que j'étire de manière à lui donner un diamètre intérieur suffisamment petit; sa section intérieure est calculée au moyen du poids d'une longueur déterminée du tube, connaissant son diamètre extérieur et la densité du cuivre. Il importe de réduire à sa plus petite valeur possible le volume de l'air qu'il contient; ce résultat peut être obtenu soit en diminuant la longueur du tube, soit en réduisant sa section intérieure. Dans mes expériences, la longueur du tube

était de $2^m,80$ et sa section intérieure de $0^{mmq},237$; il n'est pas prudent de réduire dans de trop grandes proportions cette section, car alors l'équilibre de tension de l'air contenu dans le réservoir thermométrique et dans le manomètre ne s'établit plus qu'avec une grande lenteur, et l'on est exposé à commettre des erreurs dans l'évaluation de la pression. La section que j'indique ci-dessus permet d'obtenir, avec une longueur de $2^m,80$, un équilibre rapide de pression ; au contraire, en faisant usage de tubes de même longueur et dont la section était de $0^{mmq},0862$, il fallait attendre quelque temps pour que l'équilibre s'établît, et la lenteur avec laquelle la colonne du manomètre se déplaçait pour y arriver rendait possibles des erreurs très notables.

Le tube de cuivre est mastiqué au tube capillaire du manomètre d'une part et de l'autre au tube en porcelaine du thermomètre ; le premier masticage ne présente aucune difficulté, mais il n'en est pas de même du second.

Il était en effet à craindre qu'en raison de la faible longueur ($0^m,15$) que je laissais au tube du thermomètre, afin de réduire l'espace de température variable, la chaleur ne se communiquât au mastic et ne permît ainsi la rentrée de l'air ; on pourrait craindre aussi que le rayonnement de la chaleur sur le mastic à travers le tube thermométrique eût pour résultat d'en décomposer une petite partie et d'altérer la valeur de la masse gazeuse enfermée dans le thermomètre ; aussi ai-je supprimé tout contact de ce gaz avec le mastic de la manière suivante.

Avant d'être introduit dans le tube capillaire en porcelaine, la surface du tube de cuivre est revêtue par fusion d'un émail vitreux très fusible, obtenu en fondant dans un creuset 24 parties de sable, 15 de minium, 15 de carbonate de soude et 5 d'acide borique. Le bout du tube de porcelaine étant chauffé au rouge vif, j'introduis dans son axe le tube de cuivre émaillé et je chauffe quelque temps, afin d'incorporer l'émail à la porcelaine ; mais, les coefficients

de dilatation du cuivre, de l'émail et de la porcelaine étant très différents, l'émail se tressaille en se refroidissant, et l'air rentrerait avec une extrême lenteur. Je recouvre alors cette soudure d'un bourrelet de mastic, et, repliant le tube de cuivre contre le tube de porcelaine, je plonge le bout du tube thermométrique sur une profondeur de $0^m,03$ dans un bain de mastic fondu contenu dans un godet en cuivre G entouré d'un manchon de même métal qui lui est soudé et dans lequel on peut faire circuler un courant d'eau, au moyen de deux tubes de cuivre qui lui sont soudés. Avec ces précautions, j'ai pu maintenir pendant des heures entières le réservoir du thermomètre à des températures très élevées, et jamais je n'ai pu observer la plus faible rentrée d'air; la masse du gaz contenu dans le thermomètre sous des pressions très faibles n'a pas varié pendant des mois entiers, malgré des alternatives très grandes et souvent assez brusques de température.

Il ne reste plus qu'à introduire le gaz dans le thermomètre; pour cela, avant de mastiquer le tube de cuivre au manomètre, je chauffe le réservoir du thermomètre au rouge vif et j'y fais plusieurs fois le vide, en y laissant rentrer après chaque opération de l'azote pur et sec; enfin, je porte le thermomètre à la plus haute température qu'il doit supporter, et, le manomètre étant plein de mercure jusqu'à $0^m,01$ de l'extrémité du tube capillaire, je mastique le tube de cuivre à cette extrémité. Cela fait, je ferme le robinet de communication des deux branches du manomètre, et je laisse le thermomètre revenir à la température ordinaire. Il suffit alors de tourner le robinet du manomètre de manière à laisser couler une quantité de mercure suffisante pour que, la communication étant rétablie entre les deux branches, le niveau du mercure dans la branche fermée affleure au voisinage du zéro de la graduation, son niveau dans l'autre branche étant d'autant plus bas que le thermomètre a été fermé à une plus haute température.

On connaît deux méthodes principales pour mesurer les températures au moyen du thermomètre à air, l'une dite *à pression constante,* l'autre *à volume constant.* Toutes deux ont été étudiées avec soin par M. Regnault; la première a l'inconvénient d'avoir une sensibilité rapidement décroissante vers les hautes températures; or, comme ce sont précisément celles que nous voulons mesurer, nous adopterons la seconde, qui a l'avantage de donner sensiblement la même précision dans toute l'échelle des températures; en réalité, comme il est impossible d'élever à la température que l'on veut mesurer la totalité de la masse gazeuse thermométrique, et qu'il en reste une partie dans les tubes de communication et dans la partie du manomètre comprise jusqu'au zéro de sa graduation, la sensibilité diminue à mesure que la température s'élève, d'autant plus lentement que le volume d'air contenu dans l'espace extérieur au réservoir thermométrique, et que nous nommerons, pour abréger, *espace nuisible,* est plus petit par rapport à la capacité du réservoir. J'ai cherché à rendre constante, dans mes expériences, la masse gazeuse employée comme corps thermométrique, et à éviter, aux températures les plus élevées où la porcelaine commence à se ramollir, des différences de pression qui seraient de nature à déformer le réservoir; j'y suis arrivé en remplissant le thermomètre d'un gaz inerte, l'azote, sans action sur le mercure et sur les parois du tube de cuivre, sous une pression assez faible à la température ordinaire pour qu'à la limite des températures mesurables sa pression devienne à peu près égale à la pression atmosphérique; on peut voir, d'après la description de la méthode de remplissage que j'ai donnée ci-dessus, que cette condition est remplie dans mon appareil. Je rappellerai ici les observations de M. Regnault sur ce sujet [1].

---

[1] *Mémoires de l'Académie des Sciences de Paris,* t. XXI, p. 171.

» Cependant, si l'on veut mesurer des températures très élevées, par exemple si l'appareil doit servir comme pyromètre à air, la force élastique du gaz intérieur devenant très considérable, il est à craindre que l'enveloppe ne subisse une déformation permanente sous l'influence de cette grande pression intérieure. On remédie à cet inconvénient en introduisant dans l'appareil de l'air sous une pression initiale plus faible que celle de l'atmosphère lorsque le réservoir est à 0°. On peut de cette manière maintenir les forces élastiques entre des limites aussi resserrées que l'on veut. Il est clair, d'ailleurs, que l'appareil devient d'autant moins sensible que la force élastique du gaz à 0° est plus facile. Mais, comme la mesure des forces élastiques se fait avec une précision extrême, les indications de l'appareil présenteront encore une exactitude suffisante dans le plus grand nombre de cas, lors même que la pression initiale du gaz à 0° ne serait que de $\frac{1}{4}$ d'atmosphère. »

Le problème général de la thermométrie basée sur la dilatation des gaz parfaits peut être énoncé de la manière suivante :

Une masse constante et exactement connue d'un gaz parfait, étant contenue dans deux réservoirs communiquant par un tube capillaire, l'un de capacité connue V, *porté à une température inconnue x, l'autre de capacité également connue v, porté à une température connue t, déduire la valeur de x de la pression connue* H *du gaz.*

Mais ici se présente une difficulté. L'espace nuisible, dans mon thermomètre, est formé de la capacité du tube capillaire du thermomètre en porcelaine, augmentée de la capacité du tube de cuivre et de celle de la partie du tube capillaire du manomètre qui se trouve hors du bain d'eau. Les températures de ces diverses parties sont très différentes, et leurs coefficients de dilatation très inégaux; le calcul ne peut tenir compte des influences très variables

auxquelles est sujet l'air qu'elles contiennent; il est très facile de s'affranchir de cette cause d'erreur par l'emploi d'un tube de compensation identique en tous ses points avec l'ensemble des pièces qui comprennent l'espace nuisible. L'emploi d'un tube de ce genre, indiqué par M. Hervé Mangon (1) et adopté par M. H. Sainte-Claire Deville (2), permet d'éliminer complètement l'influence de l'espace nuisible.

Le tube du thermomètre à air ayant primitivement $0^m,30$ de longueur, je le réduis de moitié (*i*, *Pl. I, fig.* 4), et j'emploie comme tube de compensation la seconde moitié i', ouverte à ses deux extrémités. Je ferme l'une d'elles à la flamme du chalumeau à gaz tonnants, en faisant fondre sur l'orifice capillaire du tube une esquille de porcelaine tirée du tube lui-même, puis en recouvrant la section poreuse du tube du vernis feldspathique qui sert à recouvrir le thermomètre, et l'incorporant au tube par une fusion ménagée avec précaution. Ce tube est placé à côté de celui du thermomètre, est muni d'un tube de cuivre *nn* de même longueur que celui du grand manomètre, provenant du même échantillon, mastiqué à un petit manomètre M′ gradué avec la même machine qui a servi pour graduer celui du thermomètre à air, et dont la partie extérieure au bain dans lequel il plonge est identique à celle de ce manomètre. Ce petit manomètre plonge dans la cuve à parois en glace du grand manomètre, et deux traits α, gravés sur les tubes capillaires des deux manomètres, limitent l'espace nuisible.

Cela posé, voici la marche du calcul :

Soient V la capacité à zéro du réservoir thermométrique, P le coefficient de dilatation de la porcelaine déterminé par

---

(1) *Annuaire de la société météorologique*, t. XI, p. 139.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LIX, p. 166.

MM. H. Sainte-Claire Deville et Troost [1], v le volume de l'air compris dans le manomètre du thermomètre à air, depuis le trait du tube capillaire jusqu'au niveau du mercure, que l'on rend toujours voisin du zéro placé à la partie supérieure du tube, K le coefficient de dilatation du verre, u le volume de l'espace nuisible.

On laisse le thermomètre ainsi que l'espace nuisible prendre la température t de l'air; soit t' celle de l'eau de la cuve.

On fait couler une certaine quantité de mercure du manomètre, et l'on mesure exactement la valeur de v et la pression H correspondante; on aura

$$\left[\frac{V(1+Pt)+u}{1+\alpha t}+\frac{v(1+Kt')}{1+\alpha t'}\right]H = M,$$

en appelant M une quantité égale, à un facteur constant près, à la masse du gaz employé comme corps thermométrique.

En faisant varier v et mesurant les valeurs correspondantes de H, on obtiendra des nombres qui seront concordants si les mesures sont bien faites et qui ne varieront pas, au bout d'un temps même très long, si l'appareil tient bien et si le réservoir n'a pas subi de déformation. Des mesures fréquemment répétées de M permettent de s'assurer que ces conditions sont remplies.

On aura de même, pour le tube de correction,

$$\left[\frac{u}{1+\alpha t}+\frac{v'(1+Kt')}{1+\alpha t'}\right]H' = m,$$

en désignant par v' le volume de l'air continu dans le petit manomètre, H' la pression de l'air qu'il contient, et m un nombre proportionnel à la masse de gaz contenue dans le tube de correction et dans son manomètre.

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XXI, p. 167.

M et m étant ainsi déterminés, soient T la température inconnue du réservoir thermométrique, θ la température moyenne inconnue de l'espace nuisible, et K' le coefficient moyen de dilatation, inconnu aussi, de ses diverses parties. Soient H la pression correspondant à la température T dans le grand manomètre, c'est-à-dire la pression atmosphérique diminuée de la différence des deux colonnes de mercure du manomètre, et H' la pression dans le manomètre du tube de correction; on aura, pour le thermomètre à air,

$$\left[\frac{V(1+PT)}{1+\alpha T}+\frac{u(1+K'\theta)}{1+\alpha\theta}+\frac{v(1+Kt')}{1+\alpha t'}\right]H=M,$$

et pour le tube de correction

$$\left[\frac{u(1+K'\theta)}{1+\alpha\theta}+\frac{v'(1+Kt')}{1+\alpha t'}\right]H'=m.$$

Nous tirons de la seconde équation la valeur du terme inconnu $\frac{u(1+K'\theta)}{1+\alpha\theta}$, que nous portons dans la première,

$$\frac{u(1+K\theta)}{1+\alpha\theta}=\frac{m}{H'}-\frac{v'(1+Kt')}{1+\alpha t'},$$

$$\frac{V(1+PT)}{1+\alpha T}+\frac{m}{H'}-\frac{v'(1+Kt')}{1+\alpha t'}+\frac{v(1+Kt')}{1+\alpha t'}=\frac{M}{H},$$

$$\frac{V(1+PT)}{1+\alpha T}=\frac{M}{H}-\frac{m}{H'}-\frac{(v-v')(1+Kt')}{1+\alpha t'}=N,$$

N étant un nombre exactement déterminé, d'où

$$T=\frac{N-V}{VP-N\alpha},$$

formule dans laquelle T est déterminé en fonction de quantités dont la mesure peut être faite avec précision.

La sensibilité du thermomètre peut être approximativement mesurée; si en effet la pression du gaz, le réservoir étant à 1600°, est $0^{m},760$ à 0°, elle sera $110^{mm},8$ et la

marche du manomètre, en affleurant dans tous les cas le mercure au zéro qui est au sommet du tube, sera de $649^{mm},2$ pour $1600°$, ce qui donnerait une marche de $0^{mm},4$ par degré, en admettant que la pression augmente proportionnellement à la température, ce qui ne serait vrai que si les valeurs de l'espace nuisible et de φ étaient nulles.

En réalité, ces valeurs étant assez petites, la marche du manomètre pour $1°$ sera un peu supérieure ou un peu inférieure à $0^{mm},4$, selon que la température du thermomètre sera très basse ou très élevée.

Afin d'éviter la contraction du réservoir à de très hautes températures, il est bon de ne mesurer la capacité du thermomètre que lorsqu'il a été porté quelque temps à une température voisine de celle de son ramollissement. A cette température, en effet, la porcelaine tend à se vitrifier, sa densité diminue de 2,146 à 2,023, comme l'ont fait voir MM. Sainte-Claire Deville et Troost, et la capacité du réservoir augmente un peu. Il est bon, lorsque le même thermomètre sert longtemps, de mesurer de loin en loin la valeur de M, et comme vérification celle de V, par la méthode du voluménomètre, en faisant varier la pression du gaz au moyen du manomètre. J'ai pu ainsi constater la constance de M dans des thermomètres en porcelaine ayant servi à mesurer plusieurs fois des températures s'élevant jusqu'à $1600°$, jusqu'à huit mois après leur fermeture.

Je viens d'exposer les méthodes que j'ai adoptées pour mesurer les degrés thermométriques et les degrés optiques de température. Il me reste actuellement à donner les résultats des comparaisons faites par ces deux méthodes et à décrire l'instrument au moyen duquel la mesure des degrés optiques peut être réalisée facilement et sans aucun calcul.

IX. — Mesures photométriques.

Dans mes premières recherches sur ce sujet, je me suis servi, comme je l'ai déjà dit, du spectrophotomètre de Glan. Cet instrument est sujet à plusieurs causes d'erreur qui m'en ont fait rejeter l'emploi en ce qui concerne ses applications pratiques à la mesure des températures.

1° L'un de ces inconvénients consistait dans la nécessité de manœuvrer à la fois la lunette et le collimateur, afin d'obtenir la tangence des deux plages isochromatiques dont on veut obtenir l'égalité d'intensité; la nécessité où l'on se trouvait de déplacer longitudinalement le prisme réflecteur dans un champ lumineux d'intensité variable rendait les mesures impossibles; j'ai déjà dit comment j'ai supprimé cet inconvénient en rendant la fente du collimateur fixe et en faisant changer, au moyen d'une vis micrométrique agissant sur une lame de laiton de largeur variable, l'intervalle obscur qui sépare les deux spectres contigus, de manière à les amener au contact.

2° Un inconvénient bien plus grave résulte de l'admission, dans les deux demi-fentes du collimateur, de deux lumières d'intensités très différentes. On les amène bien à l'égalité par une rotation convenable du nicol mobile ; mais, si l'une des lumières était primitivement bien plus intense que l'autre, la rotation du nicol analyseur ne laisse arriver à l'œil, il est vrai, qu'une faible composante de la lumière incidente, mais la seconde composante, rejetée latéralement par réflexion totale, donne une lumière diffuse qui se répand dans le champ de l'autre demi-fente et y produit une illumination permanente, même lorsque cette demi-fente ne reçoit aucune lumière.

3° Le nicol analyseur étant placé à la suite des prismes dispersifs, ceux-ci reçoivent des deux demi-fentes deux faisceaux, d'intensités très différentes, qui ne sont que

plus tard ramenés à l'égalité par la rotation du nicol. Il se produit alors dans les prismes dispersifs des phénomènes de diffusion aux surfaces collées et de fluorescence dans la masse du prisme, qui donnent lieu à une illumination générale dans la demi-fente la moins éclairée et rendent difficile la production de l'égalité d'intensité, surtout quand les deux demi-fentes reçoivent des quantités très inégales de lumière. Ces deux derniers effets ont une fâcheuse influence, surtout lorsqu'il s'agit d'étudier la lumière très faible qui émane des sources à basse température, et rendent les mesures incertaines dans ce cas.

4° Le nicol analyseur agissant sur deux faisceaux polarisés à angle droit, la sensibilité de l'appareil est peu considérable; le rapport des intensités croissant comme celui du carré des tangentes, au delà de 45° la sensibilité deviendra tellement faible, que l'on ne pourra plus compter sur l'exactitude des mesures, une rotation très petite correspondant à des variations très grandes d'intensité. C'est aux environs de 45°, c'est-à-dire lorsque les deux lumières à comparer ont des intensités à peu près égales, que les observations se font dans les meilleures conditions.

5° Les deux faisceaux polarisés à angle droit qui proviennent des deux demi-fentes subissent des affaiblissements inégaux par réflexion et par réfraction sur les faces obliques des prismes dispersifs.

6° Enfin, et cette dernière objection n'a de valeur qu'au point de vue des applications pratiques du spectrophotomètre, la lecture de l'instrument ne donne pas immédiatement le rapport des intensités, et un calcul est nécessaire; il serait à désirer qu'une seule lecture donnât, sans calcul, le rapport des intensités; on pourrait alors suivre, par la seule inspection de l'instrument, les variations des degrés optiques.

Pour éliminer ces causes d'erreur et arriver à la con-

struction d'un appareil applicable à l'industrie, je me suis fondé sur les principes suivants :

1° Je partage la fente du collimateur en deux parties égales au moyen d'un prisme rectangle appliqué par une des faces adjacentes à l'angle droit sur les deux lames qui forment la fente, et dont l'arête aiguë correspondant à l'angle droit est perpendiculaire à la fente. Si le prisme dispersif est exempt d'aberration, l'œil placé à l'oculaire verra nettement les deux spectres juxtaposés de la lumière qui éclaire la demi-fente libre et de celle qui est réfléchie sur l'hypoténuse du prisme rectangle; ces deux spectres seront séparés par une ligne d'autant plus fine que l'arête du prisme réflecteur sera plus nette et le grossissement de l'oculaire moindre.

En faisant usage d'un prisme réflecteur dont les arêtes sont parallèles à la fente, comme cela se fait habituellement, les deux spectres sont séparés par une ligne noire assez forte, qui ne permet pas de comparaisons exactes.

2° Je n'admets sur les deux demi-fentes que des lumières déjà ramenées à l'égalité d'intensité au moyen de diaphragmes ou de nicols extérieurs au spectroscope, qui ne sert plus qu'à constater l'égalité d'intensité des deux plages isochromatiques adjacentes. J'évite ainsi les effets de diffusion et de fluorescence dans l'intérieur du spectroscope, ou plutôt je rends ces deux effets rigoureusement égaux dans les deux plages lumineuses, et par conséquent sans influence nuisible.

3° Enfin, je détermine dans l'instrument photométrique deux points fixes correspondant à deux longueurs d'onde prises comme termes de comparaison, et je gradue l'instrument de manière à obtenir sans aucun calcul les degrés cherchés.

X. — Description du spectropyromètre.

Je propose de donner le nom de *spectropyromètre* [1] aux instruments photométriques qui servent à déduire la température d'un corps incandescent des mesures des rapports de l'intensité des radiations simples qu'il émet à celle de ces mêmes radiations dans le spectre d'une source de lumière prise comme terme de comparaison.

Tout spectroscope muni d'un prisme réflecteur sur la fente du collimateur et d'une fente oculaire limitant les radiations à comparer pourra servir de spectropyromètre, si l'on reçoit sur le prisme réflecteur la lumière à étudier et sur la demi-fente libre la lumière d'une lampe à modérateur transmise à travers deux nicols, l'un fixe, l'autre mobile au moyen d'une alidade, sur un cercle gradué.

M. Duboscq a construit, avec l'habileté qu'on lui connaît, un appareil de ce genre qui a servi à mes recherches. M. Salleron a réalisé, sur mes indications, la construction d'un spectropyromètre qui pourra être, je l'espère, de quelque utilité par ses applications pratiques.

Cet instrument se compose (*Pl. I, fig.* 5) d'un spectroscope ordinaire à vision directe, disposé horizontalement et pouvant tourner, dans un collier à charnières *ab*, autour de l'axe géométrique du système formé par le collimateur C et les prismes dispersifs D. Au foyer principal de la lunette L est une fente O, parallèle à celle du collimateur, qui ne laisse arriver à l'oculaire qu'une bande étroite du spectre produit. La course de cette lunette est limitée par deux arrêts à ressort r, r', qui permettent de la fixer à volonté dans deux positions telles que le milieu de la fente oculaire reçoive dans l'une le rouge de longueur d'onde

---

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XC, p. 252; 1880.

676 et dans l'autre le vert de longueur d'onde 523, radiations que j'ai adoptées comme points fixes de comparaison.

La fente du collimateur est recouverte sur une de ses moitiés par un prisme rectangle p, dont l'une des faces adjacentes à l'angle droit s'applique exactement sur les deux lames de la fente et dont l'arête correspondant à l'angle de 45° la coupe normalement en deux parties égales.

La fente du collimateur étant disposée horizontalement, l'œil placé devant la lunette verra la fente oculaire éclairée par une lumière monochromatique et divisée en deux champs égaux séparés par une ligne fine; l'une de ses moitiés reçoit la lumière d'une lampe à modérateur M placée devant la demi-fente libre; l'autre, par réflexion sur l'hypoténuse du prisme rectangle p, la lumière qui émane du corps incandescent dont on veut mesurer la température, placé latéralement devant ce prisme. Afin de recevoir dans l'axe de l'instrument la lumière qui provient de cette source, l'extrémité du collimateur porte une alidade à pinnules dont la ligne de visée coïncide avec l'axe de la fente et qui permet, par une rotation convenable de l'instrument dans son collier, de viser directement la lumière qui provient du corps incandescent, quelle que soit la position de ce dernier, sans que la demi-fente libre cesse de recevoir la lumière de la lampe. L'instrument est alors fixé dans cette position au moyen de la vis de serrage du collier.

En face de la demi-fente libre se trouve un cercle gradué AB dont le plan est perpendiculaire à l'axe de l'instrument et qui porte à son centre un nicol N à faces normales, mobile au moyen d'une alidade d qui se déplace sur le cercle. Un second nicol fixe N′ se place soit entre le nicol mobile et la lampe, soit, préférablement, derrière la fente du collimateur. Dans le premier cas, on gagne de

la lumière, puisque les radiations émanant de la source à étudier arrivent sur l'objectif du collimateur sans avoir traversé le nicol; mais alors l'azimut du plan de polarisation de la lumière de la lampe, variable avec la position de l'alidade sur le cercle, subit, par réflexion sur les faces obliques des prismes dispersifs, une perte qui varie avec l'azimut en question et que l'on pourrait calculer au moyen des formules de Fresnel; c'est là une cause d'erreur que l'on évite facilement en mettant le nicol fixe derrière la fente; l'intensité du faisceau réfléchi par le prisme rectangle est alors réduite de plus de moitié, il est vrai, mais cela n'a d'inconvénient que dans les cas où la température à mesurer est relativement basse (entre 580° et 900°); pour les hautes températures, c'est-à-dire au delà de 1000°, l'éclat de la lumière émise par les corps incandescents est tel, que l'on doit plutôt se préoccuper de le diminuer que de l'augmenter.

La face du nicol mobile tournée vers la lampe est recouverte d'une glace finement dépolie qui reçoit la lumière de la lampe et constitue un champ lumineux de composition constante. On peut supprimer cette glace en dépolissant la base du nicol tournée vers la flamme de la lampe.

Pour mesurer la température d'un corps incandescent en degrés *optiques*, on amène la lunette sur le point fixe correspondant au rouge ($\lambda = 676$), et, l'alidade du nicol mobile étant au zéro et les sections droites des deux nicols étant alors parallèles, on amène à l'égalité d'intensité les deux plages rouges de la fente oculaire : si la lumière de la lampe est plus forte que celle du corps, on en réduit l'intensité en élevant ou en abaissant la mèche, ou mieux en écartant convenablement la lampe; si, au contraire, c'est la lumière qui provient du corps qui est trop forte, on l'affaiblit au moyen d'un autre nicol placé latéralement devant le prisme réflecteur p. L'égalité d'intensité étant ainsi obtenue dans le rouge, on amène la lunette sur le

point fixe du vert ($\lambda = 523$), et l'on obtient ainsi deux plages vertes d'intensités inégales. Si la température du corps est inférieure à la température d'émission de la flamme de la lampe, c'est-à-dire à 2000° C. environ, et c'est là le cas des fourneaux industriels, on ramène les deux plages vertes à l'égalité d'intensité par une rotation convenable du nicol mobile. Soit α l'angle dont on a dû le tourner; l'intensité du rouge étant la même dans les spectres des deux sources, l'intensité du vert dans le spectre du corps incandescent est égale à celle du vert dans celui de la flamme de la lampe, multipliée par $\cos^2\alpha$, et le degré optique correspondant sera

$$N = 1000 \cos^2\alpha,$$

en faisant, comme nous l'avons déjà dit, égale à 1000° optiques la température de la flamme de la lampe. On peut donc mesurer ainsi les températures comprises entre 0° et 1000° optiques, c'est-à-dire entre 580° et 2000° C. environ; une rotation de 90° correspond à peu près à 1420° C.

La sensibilité $\frac{d\alpha}{dn} = -\frac{1}{1000 \sin 2\alpha}$; elle est négative, car, l'arc α croissant, le nombre de degrés optiques N correspondant diminue.

Dans le voisinage de 0° et de 90°, c'est-à-dire de 0° et de 100° optiques, la sensibilité est infinie. En effet, à ces deux limites, une variation de 1° optique correspond à une rotation α très grande. Dans le voisinage de 45°, la sensibilité est minima et égale à $\frac{1}{1000^\circ}$; 1° optique correspond, dans ce cas, à un angle égal à $\frac{1}{1000}$ de 90°, c'est-à-dire à $\frac{90^\circ}{1000}$ ou $5'24''$.

La courbe qui représente graphiquement la formule précédente est représentée *Pl. I, fig.* 6. Elle est tangente

à 0° et à 90° à l'axe des angles de rotation, et présente une symétrie complète de part et d'autre de 45°.

Mes premières recherches sur la comparaison des degrés optiques avec l'échelle des degrés centigrades ont été faites en portant à des températures croissantes le réservoir du thermomètre à air que j'ai précédemment décrit, et en projetant, au moyen d'une lentille convergente, l'image amplifiée de la fente du creuset qui l'entoure sur le prisme réflecteur du spectrophotomètre. En prenant la précaution de n'admettre sur ce prisme que la lumière comprise dans l'intérieur de l'image amplifiée de la fente, j'obtenais le degré optique correspondant à la température du thermomètre à air exprimée en degrés centigrades.

Je ne puis encore donner la Table de concordance de ces degrés, mes expériences sur ce sujet n'étant pas terminées. Je me bornerai à dire, pour le moment, que le zéro optique correspond environ à 580° C., et 1000° optiques paraissent se rapporter à une température de 2000° C. environ, non que j'aie pu mesurer directement cette température au moyen du thermomètre à air, qui commence à se ramollir vers 1650°, mais en prolongeant approximativement la courbe obtenue entre 580° et 1650°. Ce n'est là, du reste, qu'une première indication, destinée à donner une idée générale de la marche de la température.

On voit donc qu'une rotation de 90° suffit à mesurer les températures comprises entre le rouge et les plus hautes températures que l'on puisse obtenir industriellement; on sait, en effet, que la température de l'acier fondu qui s'écoule du convertisseur Bessemer est supérieure à celle de la fusion du platine et voisine de 2000°, d'après les estimations les plus approchées.

Mais on pourrait vouloir mesurer en degrés optiques de cette échelle arbitraire les températures supérieures à 2000° C., telles que celles de diverses flammes, de la lumière oxyhydrique, de celle de l'arc voltaïque, etc. Le même

appareil peut servir à ces mesures et permet de mesurer un nombre indéfini de degrés optiques, correspondant aux températures les plus élevées auxquelles les corps les plus réfractaires se volatilisent.

Pour cela, je renverse l'ordre des mesures; l'alidade étant au zéro, j'établis l'égalité d'intensité dans le vert, et, la lunette étant amenée sur le rouge, je fais tourner le nicol en sens inverse, de manière à obtenir l'égalité d'intensité des deux plages rouges. Le degré optique est alors donné par la formule

$$N = \frac{1000}{\cos^2 \alpha}.$$

En effet, l'intensité du vert étant la même dans les deux spectres, l'intensité du rouge dans le spectre du corps incandescent est égale à celle du rouge dans celui de la flamme de la lampe, multipliée par $\cos^2 \alpha$; si donc les deux plages rouges dans les spectres des deux sources avaient la même intensité, le vert du spectre de la source incandescente serait égal à celui du spectre de la lampe, divisé par $\cos^2 \alpha$, et le degré optique correspondant serait donné par la formule

$$N = \frac{1000}{\cos^2 \alpha},$$

puisque nous avons fait arbitrairement égale à 1000 la température de la flamme de la lampe, exprimée en degrés optiques.

Pour $\alpha = 0$, $N = 1000$; α croissant de $0°$ à $90°$, N augmente de 1000 à l'infini.

La sensibilité $\frac{d\alpha}{dn} = \frac{1}{2000} \frac{\cos^2 \alpha}{\tang \alpha}$; ici la sensibilité est positive, car, l'angle croissant, les degrés augmentent.

Pour $\alpha = 0$, la sensibilité égale l'infini, et, α augmentant, la sensibilité décroît rapidement; elle est, pour $\alpha = 45°$, égale à $\frac{1}{4000}$, à $2000°$ optiques.

La *Pl. I, fig.* 6, montre la partie de la courbe qui représente cette seconde équation comprise entre 1000° et 2000° optiques.

XI. — Détermination des points fixes du spectropyromètre.

On peut facilement déterminer les positions que l'on doit donner à la lunette d'un spectrophotomètre, en faisant usage d'un collimateur à micromètre identique à celui que l'on emploie dans les spectroscopes ordinaires. On dresse la courbe dont les longueurs d'onde sont les ordonnées et dont les abscisses sont les divisions du micromètre, et l'on détermine les divisions micrométriques correspondant aux longueurs d'onde cherchées; il suffit alors d'amener ces divisions au milieu de la fente oculaire et de fixer la lunette dans ces positions.

Mais une pareille méthode, bonne pour des recherches théoriques, est peu applicable à un instrument destiné à un usage pratique. Dans ce cas, je modifie la méthode de la manière suivante : j'interpose entre le nicol fixe et le nicol mobile une lame de quartz perpendiculaire à l'axe, de $0^m,004$ d'épaisseur; on observe alors dans le spectre le phénomène bien connu des bandes noires, que MM. Fizeau et Foucault ont appliqué à la mesure des rotations des diverses lumières simples. MM. Broch et Wiedemann [1] ont donné les valeurs numériques de ces rotations correspondant aux principales raies du spectre solaire, produites par $0^m,001$ de quartz. Il est facile d'en déduire les rotations correspondant aux deux longueurs d'onde adoptées comme points fixes dans le spectropyromètre : il suffit pour cela de dresser la courbe dont les abscisses représentent les rotations en minutes et les ordonnées les longueurs d'onde correspondantes.

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique,* 3e série, t. XXIV, p. 119.

Mais une lame de $0^{m},001$ d'épaisseur donne une bande noire trop large et qui remplit la fente oculaire; dans ces conditions, aucune détermination précise n'est possible. Si l'on augmente l'épaisseur du quartz, le nombre des bandes augmente; elles deviennent de plus en plus étroites et nettement limitées, mais d'autre part leur déplacement est de plus en plus lent pour une même rotation du nicol analyseur. On obtient un très bon résultat en faisant usage d'une lame de $0^{m},004$ d'épaisseur; la bande noire est alors assez étroite pour qu'on puisse l'amener au milieu de la fente oculaire et que l'on voie, de part et d'autre de cette bande, un champ lumineux. Pour une lame de cette épaisseur, les rotations de l'analyseur qui amènent la bande noire sur une lumière de longueur d'onde déterminée sont :

Pour le rouge ($\lambda = 676$)..........	$65^{\circ}.52'$
Pour le vert ($\lambda = 523$)..........	115.38

Il est essentiel de faire usage d'une lame d'épaisseur bien constante; plusieurs des lames fournies par les opticiens sont en effet légèrement prismatiques, ce qui diminue la netteté de la bande.

J'ai comparé les deux méthodes que je viens d'exposer, et j'ai constaté qu'elles conduisent aux mêmes résultats. Un spectrophotomètre muni d'un collimateur micrométrique et dont j'avais dressé la courbe des longueurs d'onde recevait directement la lumière solaire; j'interposais devant la fente un système de deux larges nicols, l'un fixe, l'autre mobile sur un cercle gradué, entre lesquels se trouvait une lame de quartz de $0^{m},004$ d'épaisseur, et j'amenais successivement, par une rotation convenable de l'un des nicols, la bande noire sur chacune des principales raies solaires; comme, dans le spectrophotomètre de Glan dont je me suis servi, on obtient, en enlevant le prisme réflecteur de la fente du collimateur, deux spectres contigus polarisés à angle droit, il était facile d'amener la

bande noire de l'un des spectres en regard de la raie solaire du spectre adjacent, qui conservait tout son éclat dans cette région, de manière à être bissecté par cette raie; cette méthode me paraît plus exacte que celle qui consiste à n'interposer la lame de quartz que sur une fraction du faisceau qui arrive sur la fente du spectroscope, car, dans ce cas, les deux spectres sont séparés par une bande diffuse qui nuit à la précision des mesures.

Il importe, dans ces déterminations, de faire usage de la lumière solaire, autant afin d'obtenir des repères commodes par l'observation des raies solaires que pour limiter nettement la bande observée, qui apparaît alors comme une ligne noire assez étroite que l'on peut amener exactement au milieu de la fente oculaire et dont la position est nettement accusée par la lumière assez vive du champ sur lequel elle se projette.

Pour graduer pratiquement le *spectropyromètre,* il suffira donc d'opérer de la manière suivante.

On croisera les sections droites des deux nicols en amenant l'alidade à 90°, et l'on dirigera l'instrument vers le Soleil; si les nicols sont bien réglés, on obtiendra une extinction complète de la lumière. On interpose alors le quartz de $0^{m},004$ dans une direction bien normale aux rayons solaires, ce qui s'obtient au moyen d'une monture métallique qui porte le quartz et qui s'engage dans une rainure fixe derrière le nicol mobile; on tourne l'alidade de 115°38′ vers la droite ou vers la gauche, selon que l'on se sert d'un quartz droit ou gauche, et l'on amène la lunette sur le vert; il suffit alors d'agir sur les vis qui arrêtent la lunette dans l'une de ses positions fixes, jusqu'à ce que la bande noire apparaisse nettement limitée et bordée de chaque côté d'une bande lumineuse, au milieu de la fente oculaire; on fixe alors les vis d'arrêt de la lunette, de manière à pouvoir l'amener à volonté dans cette position fixe. On opérera de même sur le rouge, après avoir fait tourner

le nicol de $65°,52'$, et l'on agira sur les vis de réglage qui limitent la seconde position. Dans ce cas, il sera bon de placer entre l'œil et l'oculaire un verre rouge, afin d'éliminer la lumière blanche qui dans la plupart des spectroscopes se diffuse dans cette région du spectre et ne permettrait pas de voir très nettement la bande noire cherchée.

XII. — Étude des prismes polariseurs.

Le prisme ordinaire de Nicol se compose, comme on le sait, d'un parallélépipède de spath, limité par des faces parallèles aux faces naturelles, et que l'on a coupé en deux par un plan perpendiculaire à la section principale, passant par deux sommets obtus opposés. Les deux faces de la section sont polies, puis réunies l'une à l'autre par du baume du Canada, dont l'indice 1,549 est intermédiaire entre les indices ordinaire et extraordinaire du spath. Pour une incidence convenable, le rayon ordinaire dont l'indice est le plus grand subit le premier la réflexion totale sur la couche oblique du baume, le rayon extraordinaire passe seul et forme le commencement du champ polarisé; sous une incidence plus grande, la réflexion totale du rayon extraordinaire termine le champ polarisé. Si l'on place deux prismes de Nicol à la suite l'un de l'autre, la direction de leurs bases, oblique par rapport à l'axe, occasionne à leurs surfaces des pertes par réflexion, variables avec l'angle que fait le plan de polarisation de la lumière incidente avec le plan d'incidence sur la face d'entrée du second nicol, c'est-à-dire avec l'angle des sections droites des deux prismes; l'angle du faisceau polarisé est d'environ 21°, et la perte moyenne de lumière par réflexion sur les faces obliques est à peu près de 8 pour 100.

Dans les prismes de Foucault, la couche de baume est remplacée par une mince lame d'air; la valeur de l'angle d'incidence pour lequel la réflexion totale a lieu étant

moindre quand les rayons arrivent sur la lame d'air que lorsqu'ils rencontrent la couche de baume du Canada, on peut donner au prisme une longueur moindre par rapport à sa largeur, et économiser ainsi le spath.

Dans ces prismes, l'obliquité des faces d'entrée et de sortie occasionne, comme dans le précédent, des pertes variables de lumière, qui sont augmentées de celles qui ont lieu aux surfaces de la couche d'air qui sépare les deux moitiés du prisme, en sorte que la perte totale de lumière est, dans ce prisme, à peu près double de celle des nicols. Son champ est d'environ 8°; ses deux limites sont bordées d'une bande de lumière rouge, due à ce que la réflexion totale des rayons ordinaire et extraordinaire a lieu d'abord pour les rayons les plus réfrangibles.

Dans les nicols ordinaires, la première bande est rouge et la seconde bleue; ces deux bandes colorées ayant une séparation angulaire de 21°, la lumière diffuse qu'elles peuvent répandre dans le champ polarisé exerce une influence beaucoup moindre que dans les prismes de Foucault, dans lesquels l'intensité des bandes colorées est plus vive et leur distance angulaire moindre. Cet effet est d'autant plus sensible que le champ de vision est plus étendu; peu sensible avec des lumières de faible intensité, il est plus marqué lorsqu'on fait usage de la lumière solaire.

Le polariseur que construit M. Hoffmann paraît être un Foucault à faces normales; M. Duboscq construit aussi un polariseur Foucault à faces normales dont la taille exige peu de spath. Ces polariseurs sont préférables aux polariseurs Foucault à faces obliques, mais ils conservent le défaut dont nous venons de parler, c'est-à-dire une perte de lumière supérieure à celle des nicols et un champ plus faible bordé de deux bandes d'un rouge vif; ce défaut est du reste grandement atténué lorsqu'on ne leur demande qu'un champ très faible et que l'on n'a pas à se préoccuper de la perte

de lumière. M. Prazmowski construit un polariseur qui est un nicol à faces normales à l'axe du prisme, dont les deux moitiés sont collées à l'huile de lin; il exige de plus gros morceaux de spath, et son collage est long et difficile; mais, pour les observations photométriques, il me paraît avoir sur les précédents quelques avantages qui en feront adopter l'usage dans certains cas.

En effet, la couche d'huile de lin qui réunit les deux moitiés du spath n'occasionne, comme la couche de baume du Canada des prismes de Nicol, presque aucune perte de lumière; son indice 1,485 étant à peu près égal à l'indice extraordinaire du spath (1,483 à 1,498 de A à H), le champ polarisé est limité d'un côté, comme dans le nicol, au point où commence la réflexion totale du rayon ordinaire, par une bande rouge; mais la seconde limite, qui correspond à la réflexion totale du rayon extraordinaire, est rejetée en dehors du champ de vision; la valeur angulaire du champ polarisé se trouve agrandie par cette cause et par suite de la disposition normale des faces; elle est de 31° dans les prismes dont j'ai fait usage. L'augmentation du champ, l'écartement angulaire de la seule bande colorée qui persiste et la direction de ses bases, normale à l'axe, sont des qualités qui doivent être appréciées en vue de déterminations précises.

L'axe du faisceau transmis à travers le nicol mobile de l'appareil photométrique coïncide rarement avec son axe de rotation, de sorte que l'angle dont on a fait tourner l'alidade ne mesure pas exactement celui dont on a tourné le plan de polarisation. M. Bakhuyzen (¹) a étudié cette cause d'erreur et démontré qu'on l'élimine complètement en prenant la moyenne de quatre observations faites dans les quatre quadrants, ou, plus simplement, la moyenne de deux observations faites dans deux quadrants opposés.

(¹) *Poggendorff's Annalen*, Bd CXLV, S. 259.

Avant de se servir du spectropyromètre, il faudra donc s'assurer si, en tournant le nicol mobile de 180°, on obtient un angle égal à celui qu'a donné une première observation ; si cette condition est satisfaite, une seule lecture suffira ; dans le cas contraire, il faudra que le cadran porte deux graduations différant de 180° l'une de l'autre, et la moyenne des deux lectures donnera le degré cherché.

XIII. — Applications du spectropyromètre.

Pour que l'application de la méthode optique que je propose soit parfaitement justifiée, il faut admettre que le degré optique, c'est-à-dire le rapport des intensités lumineuses d'un vert déterminé dans les spectres du corps étudié et de la source fixe de lumière, les intensités étant amenées à être égales dans les deux spectres pour un rouge également déterminé, est constant pour une même température.

Or, il résulte des travaux de M. Kirchhoff (1) que, dans tous les corps, le rapport du pouvoir émissif au pouvoir absorbant doit avoir la même valeur pour les rayons d'une même longueur d'onde; ce rapport constant $\frac{e}{a}$ est évidemment une fonction de la température, qui n'a de valeurs sensibles pour les rayons visibles qu'à des degrés supérieurs à celui pour lequel la radiation considérée commence à prendre naissance. Pour les corps solides ou liquides opaques à ces températures, l'incandescence commencera à un même degré, et, pour des températures supérieures, les spectres de la lumière émise ne différeront pas par leur composition, mais seulement par l'intensité relative de toutes leurs radiations. Ces spectres présenteront une con-

(1) *Monatsberichte der Akademie der Wissenschaften zu Berlin*, p. 783 (1859), et *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. LIX, p. 124.

tinuité parfaite, sans maxima ni minima variables en leurs divers points; en d'autres termes, la lumière totale qu'ils émettent différera de l'un à l'autre suivant la valeur particulière de $\frac{e}{a}$, mais la teinte de cette lumière sera la même pour tous ces corps à une même température. Un corps qui resterait transparent aux températures les plus élevées ne pourrait jamais rougir.

Ainsi, en éliminant les cas particuliers des corps de cette dernière catégorie et ceux des corps qui, comme l'erbine, donnent un spectre dans lequel on observe des maxima et des minima alternatifs d'intensité, la méthode sera applicable. Mais c'est surtout dans le cas où la lumière est émise par un corps noir, c'est-à-dire dont une épaisseur infiniment petite absorbe complètement les rayons qui tombent sur leur surface, quelle que soit leur longueur d'onde, qu'elle est absolument rigoureuse.

Il est un cas, cependant, où la méthode s'applique aussi rigoureusement, quelle que soit la nature du corps qui émet la lumière : c'est celui où le corps incandescent, quel qu'il soit du reste, « est enfermé dans une enceinte limitée de toutes parts par des corps opaques ayant tous la même température; dans ce cas, chaque faisceau, dans l'intérieur de l'enceinte, eu égard à sa qualité et à son intensité, se trouve exactement dans les mêmes conditions que s'il émanait d'un corps absolument noir et à la même température; il ne dépend, par conséquent, ni de la forme ni de la nature des corps, mais seulement de la température (1) ».

Or, c'est là précisément le cas du thermomètre à air enfermé dans un fourneau en équilibre de température avec lui, car la fente qui permet de recevoir une très pe-

---

(1) KIRCHHOFF, *Poggendorff's Annalen*, Bd. CIX, et *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LVII, p. 187.

tite partie de la lumière qu'il émet a une largeur négligeable en présence des dimensions de l'enceinte. Le degré optique, correspondant à une température déterminée d'émission, ne sera donc identiquement le même que si la surface du thermomètre possédait un pouvoir émissif égal à l'unité.

Il est d'autres cas dans lesquels la méthode sera aussi rigoureusement applicable et indépendante de la nature du corps incandescent : c'est, notamment, celui d'un fourneau industriel dans les parois duquel on aura ménagé une petite ouverture servant de regard et qui permettra d'analyser la lumière émise par les corps incandescents contenus dans son intérieur; ce sera aussi le cas des flammes des combustibles hydrocarbonés, dans lesquelles la presque totalité de la lumière émise provient d'un corps absolument noir, le carbone, dans un état de division extrême; tel est aussi le cas des lampes électriques par incandescence de fines baguettes de carbone et celui des lampes électriques à arc voltaïque, dans lesquelles la lumière émise par les crayons de charbon est à peu près la seule qui soit utilisée, celle de l'arc lui-même étant trop faible pour avoir une influence appréciable.

On voit donc que la méthode optique s'applique à un très grand nombre de cas; si la lumière provenait d'un métal poli incandescent, rayonnant librement dans le vide ou dans l'air, on sait que la lumière émise obliquement est polarisée et que, les angles de polarisation maxima des diverses couleurs étant différents, le rapport $\frac{e}{a}$ doit varier aussi avec les diverses longueurs d'onde ([1]). Dans ce cas, la méthode, pour être rigoureusement applicable, exigerait la connaissance exacte de ces rapports pour les deux radiations fixes adoptées; mais ces différences sont faibles et

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XXII, p. 311.

n'introduisent dans l'estimation des températures que des différences à peu près négligeables.

La mesure des températures des astres qui émettent une lumière propre peut aussi être tentée par cette méthode ; mais ici les résultats obtenus ne seront qu'approximatifs. Si, comme l'état actuel de nos connaissances en Astronomie physique paraît l'indiquer, la lumière du Soleil et celle des étoiles sont dues à la précipitation de particules solides ou liquides dans une atmosphère incandescente, par suite du refroidissement produit par le rayonnement de leur surface, qui fait cesser en ces points la dissociation produite dans leur masse par sa haute température, on pourrait mesurer la température de cette couche superficielle par la méthode optique. En effet, à cet état de division extrême, chacune des molécules incandescentes peut être considérée comme entourée de toutes parts, excepté dans la direction de la normale à la surface de l'astre, d'une enceinte de même température, et l'émission et l'absorption sont complémentaires, de sorte que la lumière émise, se composant de celle qu'émet la molécule elle-même et de celle qu'elle réfléchit, se rapproche par sa constitution de celle qu'émet un corps noir.

Mais le spectre d'émission n'est pas continu : il est sillonné de nombreuses lignes ou bandes d'absorption produites par l'atmosphère qui entoure la surface qui émet la plus grande partie de la lumière et qui donnerait, si elle était seule, un spectre continu.

Pour les étoiles du troisième au cinquième type, dont le spectre est sillonné de larges bandes obscures, la méthode serait inapplicable ; mais pour celles du premier et du second type, pour le Soleil par conséquent aussi, la méthode permettrait une certaine approximation si les deux radiations fixes dont on mesure les rapports sont prises dans des régions du spectre contenant des raies aussi fines et aussi peu nombreuses que possible.

Je me propose d'exposer prochainement les résultats des expériences que je poursuis actuellement sur ce sujet et de donner la discussion et les applications de la méthode optique.

LE CUIVRE,

SON EXISTENCE NORMALE, EN QUANTITÉ SENSIBLE, DANS TOUTES LES PLANTES QUI VIVENT SUR LES ROCHES DE LA FORMATION PRIMORDIALE ET SUR LES DÉPÔTS DÉRIVANT DE CETTE FORMATION;

PAR M. DIEULAFAIT,
Professeur à la Faculté des Sciences de Marseille.

INTRODUCTION.

Dans un Mémoire récent [1], j'ai montré que le cuivre existait à l'état de diffusion complète dans toutes les roches de la formation primordiale et dans celles qui proviennent directement de leur destruction. Ce fait général entraîne de nombreuses conséquences. J'en ai signalé et examiné quelques-unes dans le Mémoire précité; une autre d'une très haute portée est la suivante : si toutes les roches de la formation primordiale renferment du cuivre, *les plantes qui se développent sur ces terrains en renferment également;* il en est forcément de même pour *les tissus des herbivores* qui se nourrissent de ces plantes, et nécessairement de même aussi pour *les tissus de l'homme,* qui, à son tour, tire sa nourriture de ces animaux et de ces plantes.

Telle est la question, très complexe dans les détails, mais une par son ensemble, dont j'ai entrepris d'apporter

(1) *Annales de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XVIII, p. 349.

la solution ; elle se divise en deux parties naturelles : 1° cuivre dans les végétaux ; 2° cuivre dans les animaux, et en particulier dans l'organisme humain. Mais, si ces deux questions sont résolues par l'affirmative, il en ressortira directement une troisième d'une tout autre nature et non moins importante : ce sera celle de savoir si le cuivre existant dans l'organisme des êtres vivants est simplement une substance d'apport (probablement alors plutôt nuisible qu'utile) ou si, au contraire, le cuivre joue un rôle physiologique, c'est-à-dire utile ou même nécessaire. Le Mémoire actuel est consacré à l'étude de la première de ces trois questions : le cuivre dans les végétaux.

CUIVRE DANS LES VÉGÉTAUX.

CHAPITRE I.

MÉTHODE DE RECHERCHE.

Les plantes qui ont servi à mes recherches ont toutes été recueillies par moi-même en vue exclusive du Mémoire actuel ; coupées et débitées en tronçons de $0^m,08$ environ avec une petite scie d'acier ne servant qu'à cet usage, elles ont été soigneusement enveloppées sur place avec du papier à filtre et chaque lot mis dans un petit sac en toile neuve parfaitement lavée. C'est de cette double enveloppe que chaque échantillon a été extrait pour être soumis à l'incinération.

L'incinération a été faite dans une grande capsule de platine, à l'air libre, sur la fenêtre extérieure de mon laboratoire, à l'aide de l'appareil exclusivement construit en briques, en fonte et en verre qui m'avait déjà servi pour mes recherches du cuivre dans les roches de la formation

primordiale. La température a toujours été réglée de telle façon que les cendres n'entrassent jamais en fusion, même dans les cas où elles étaient le plus riches en sels alcalins.

La cendre était traitée en léger excès par de l'acide chlorhydrique contenant $\frac{1}{10}$ d'acide azotique, et le tout porté jusqu'à la température de l'ébullition; la masse était ensuite additionnée d'ammoniaque en excès et d'une quantité d'eau un peu variable suivant la nature des cendres. Après quelques minutes de repos, le tout était versé sur un très petit filtre soigneusement lavé à l'acide chlorhydrique, puis à l'eau ammoniacale et finalement à l'eau distillée parfaitement exempte de cuivre. Le liquide limpide et alcalin qui filtrait était soumis à un courant d'hydrogène sulfuré, et abandonné vingt-quatre heures à lui-même dans un tube d'essai placé verticalement. Dans ces conditions, le précipité (qui pouvait ne pas contenir la moindre trace de cuivre) tombait complètement au fond du tube. A l'aide d'un petit siphon, le liquide surnageant était enlevé, et le précipité restait à peu près complètement isolé [1].

Moyens de reconnaître le cuivre. — Ces moyens sont ceux que j'avais déjà mis en œuvre dans mon précédent Mémoire : la réaction de l'ammoniaque, celle du ferrocyanure de potassium et surtout l'analyse spectrale.

CHAPITRE II.

CONSTITUTION DU SOL DANS SES RAPPORTS AVEC LA FORMATION PRIMORDIALE.

Les plus anciennes roches accessibles à notre observation sont les granits et les gneiss primordiaux; ils ont direc-

[1] Cette méthode de recherche est celle que j'avais déjà employée dans mon précédent Mémoire; elle entraîne nécessairement, comme je l'ai montré (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XVIII, p. 353), des pertes considérables en cuivre, mais elle supprime toutes les causes d'apport de ce métal, point auquel il fallait subordonner tout le reste.

tement fourni les matériaux de la formation des micaschistes et de celle des talcschistes : c'est l'ensemble de ces quatre grandes divisions qui constitue, au point de vue de nos recherches, *la formation primordiale*. Au-dessus viennent les terrains paléozoïques, dont l'ensemble peut être rapporté aux quatre groupes suivants : 1° *grès*, constitués surtout par les résidus de désagrégation des roches primordiales; 2° *dépôts marneux*, c'est-à-dire dans lesquels entrent pour une proportion très variable, mais toujours considérable, la silice et l'alumine à l'état d'argile, 3° *dépôts magnésiens*, dans lesquels la proportion du carbonate de magnésie dépasse parfois les proportions nécessaires à la constitution de la véritable dolomie; 4° *dépôts de calcaires* plus ou moins purs, dont le type extrême est le marbre statuaire.

Mes recherches actuelles ont naturellement pour cadre celui de chacune des grandes divisions précédentes (en rattachant les grès à la formation primordiale); elles vont être exposées dans chacun des quatre Chapitres suivants.

CHAPITRE III.

PLANTES DE LA FORMATION PRIMORDIALE.

Les plantes qui se développent normalement sur la formation primordiale sont surtout les plantes dites *silicicoles*. Parmi ces plantes, il en est une dont la localisation rigoureuse m'avait frappé dès mes premières excursions dans le sud-est de la France : c'est le chêne-liège. Cet arbre précieux, dont les individus plusieurs fois centenaires ne sont pas rares dans le sud du Var, où il forme du reste de grandes forêts, est exclusivement cantonné dans la formation primordiale ou dans les terrains qui en dérivent directement; c'est donc le chêne-liège que j'ai choisi pour soumettre mon induction à une première vérification.

Pour me mettre complètement à l'abri des causes d'erreur pouvant, malgré tous mes soins, provenir de mon laboratoire, j'ai voulu faire une première détermination dans des conditions de sécurité absolue. Dans un champ de la commune de Six-Fours (Var), éloigné de plusieurs kilomètres de toute habitation et situé en pleine formation primordiale, j'ai disposé horizontalement une grande plaque de schiste de cette formation, et au-dessus j'ai brûlé une certaine quantité de chêne-liège (feuilles, branches, écorces); à l'aide d'une grande main en platine j'ai introduit la cendre dans un flacon bouché à l'émeri, lavé au préalable à l'eau régale, puis à l'eau distillée absolument exempte de cuivre.

N'ayant aucune notion sur la quantité de cuivre pouvant exister dans cette çendre, et guidé seulement par les résultats que m'avait fournis l'étude directe des roches primordiales, je m'attendais à ce qu'il faudrait opérer sur un poids relativement notable de cendres pour arriver à reconnaître nettement la présence du cuivre. Dans ce premier essai je pris 100^{gr} de cendre : la quantité de cuivre trouvée fut si notable, que je ne mis pas un seul instant en doute que, malgré tous mes soins, du cuivre ne se fût introduit dans mes réactifs. Pour me renseigner complètement sur ce point fondamental, j'évaporai successivement dans une même capsule en porcelaine de Bayeux des quantités d'acides, d'ammoniaque et d'eau doubles de celles que j'avais employées dans le traitement de mes cendres : je ne pus obtenir la moindre trace de cuivre, ni par le ferrocyanure de potassium, ni par l'analyse spectrale. Je retournai sur un autre point de la formation primordiale (sud de la Seyne), et je préparai directement, sur une nouvelle plaque de schiste, une nouvelle quantité de cendre de chêne-liège. Cette cendre, recueillie et traitée comme la première, me donna exactement les mêmes résultats au point de vue du cuivre. La combinaison cuivreuse

acide que j'obtins par le traitement de 100^{gr} de ces cendres fut mise dans un tube avec 100^{cc} d'eau, et 1^{cc} de ce liquide, rendu légèrement alcalin, fut traité par l'hydrogène sulfuré : le liquide brunit immédiatement de la manière la plus manifeste, et, vingt-quatre heures après, un précipité noir brun, léger, mais bien défini, était tombé au fond du vase ; isolé à l'aide d'un siphon capillaire, traité par une goutte d'acide azotique étendu, chauffé doucement, puis additionné d'une goutte d'ammoniaque, ce précipité donna de la manière la plus nette la réaction caractéristique du cuivre. Cela étant, si, comme j'avais le droit de le supposer, le cuivre trouvé avait été apporté exclusivement par les cendres, je devais pouvoir déceler nettement l'existence de ce métal dans *un* gramme de cendre de chêne-liège. Je préparai, au grand air, loin des lieux habités, sans autre appareil qu'une plaque de schiste, un certain nombre d'échantillons de cendre de chêne-liège, et je recherchai le cuivre dans *un* gramme de chacun de ces échantillons. Partout le cuivre apparut de la manière la plus nette dans la réaction définitive, et je restais même encore loin de la limite inférieure à laquelle j'aurais pu descendre sans que le cuivre cessât d'être caractérisé avec la plus entière certitude. J'examinai ensuite les diverses parties du chêne-liège (feuilles, branches, liber, suber, glands, cupulus, etc.) : partout, avec *un* gramme de cendre, le cuivre est apparu de la manière la plus nette, mais avec des différences notables cependant, sur lesquelles je reviendrai ailleurs. En particulier, la division subéreuse (liège proprement dit) renferme une quantité de cuivre suffisante pour que ce métal puisse être reconnu de la manière la plus nette avec *dix* grammes de liège, alors cependant que cette quantité fournit à peine un poids de $0^{gr},20$ de cendre.

Ces résultats dépassaient toutes mes prévisions, et cependant les précautions que j'avais prises me don-

naient la certitude que le cuivre trouvé existait intégralement dans les cendres des bois que j'examinais. Il ne me restait plus qu'un point à élucider; il était, il est vrai, d'une importance capitale : il fallait m'assurer que les quelques chênes-lièges qui avaient fourni les matériaux de mes premiers essais ne s'étaient pas développés sur des schistes exceptionnellement riches en cuivre, comme j'en avais rencontré un certain nombre dans le cours de mes recherches sur les roches primordiales. Pour élucider ce point, je recueillis, depuis Cannes jusqu'à Saint-Nazaire (Var), avec les précautions indiquées dans le Chapitre I, 92 échantillons de chêne-liège. Incinérés complètement en dehors de mon laboratoire, à l'air libre, comme je l'ai expliqué, ils ont tous, sans une seule exception, fourni, avec *un* gramme de cendre, une proportion de cuivre reconnaissable avec la plus grande facilité, même par la seule réaction de l'ammoniaque.

Dans la même région du sud-est de la France, j'ai recueilli encore :

48 échantillons de bruyère;
62 échantillons de genêt épineux ;
61 échantillons de chêne vert;
41 échantillons de chêne nain épineux;
27 échantillons de ciste;
24 échantillons de fougère.

Ces 263 échantillons de plantes m'ont offert des différences notables sur lesquelles je reviendrai ailleurs; mais tous, *avec un gramme de cendre,* m'ont fourni du cuivre immédiatement et très facilement reconnaissable.

Ce n'est pas tout cependant : profitant des voyages que mes fonctions d'examinateur m'ont amené à diverses reprises à faire en Corse et en Algérie, j'ai recueilli depuis le cap Corse jusqu'à Ajaccio et depuis Bone jusqu'à Alger, avec les soins indiqués plus haut, de nombreux échantillons de plantes venues sur la formation primordiale, si

développée dans ces régions. Les résultats que j'ai obtenus de l'examen de ces plantes ont été exactement les mêmes que ceux qui m'avaient été fournis par les plantes de la formation primordiale du sud-est de la France.

CHAPITRE IV.

PLANTES DES TERRAINS MARNEUX.

Dans un précédent Mémoire ([1]), j'ai montré que les vases qui se déposent à l'époque actuelle dans les bassins fermés et dans les estuaires renferment, d'une manière constante, des quantités sensibles de cuivre. Pour moi et, je crois, pour un grand nombre de géologues, une partie des éléments des terrains marneux de tous les âges a pour origine des dépôts tout à fait comparables, sinon identiques, à ceux qui constituent les estuaires modernes. Il devenait dès lors probable que les terrains marneux des anciens âges devaient renfermer du cuivre, et, par suite, que les plantes qui se développent dans ces terrains devaient aussi contenir des proportions sensibles de ce métal.

Il est une région de la France où les terrains marneux acquièrent un développement prodigieux : c'est celle qui correspond à une partie considérable des départements des Basses-Alpes et des Hautes-Alpes. En particulier, partant de Digne et marchant vers l'Est, on rencontre une série de dépôts parfaitement stratifiés, épais de plus de 4000^{m}, dans lesquels l'élément marneux entre au moins pour les deux tiers. J'ai recueilli dans tous les horizons de ce vaste ensemble, avec les précautions indiquées plus haut, 128 échantillons de chêne blanc, que j'ai traités et étudiés comme il a été dit précédemment. Tous m'ont

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique,* loc. cit.

permis de constater, de la manière la plus évidente, la présence du cuivre avec *un* gramme de cendre.

CHAPITRE V.

PLANTES DES TERRAINS DOLOMITIQUES.

Parmi les grandes questions qui ont eu le privilège de passionner les savants, même en dehors des géologues, il faut placer au premier rang celle de l'origine et du mode de formation des dépôts dolomitiques; il n'y a là rien que de très justifié, car les terrains dolomitiques jouent, par leur développement en surface et en épaisseur, un rôle si considérable, que, suivant la solution qui sera donnée de leur origine, il faudra modifier les bases mêmes de la Géologie jusque dans ses profondeurs. Ces grandes questions n'ont pas cessé, depuis près de vingt ans, de faire l'objet de mes réflexions et de mes recherches sur le terrain et dans le laboratoire. Je suis, à ce point de vue, arrivé à une conclusion très arrêtée; c'est celle-ci : *les dépôts dolomitiques n'ont absolument rien d'éruptif;* ce sont des dépôts sédimentaires en ce sens que tous les éléments qui les constituent ont été primitivement dissous dans les eaux marines, mais en outre *ils se sont solidifiés au sein d'eaux marines déjà concentrées*. J'apporterai très prochainement la série des faits chimiques qui m'ont amené à cette conclusion. Prenons-la aujourd'hui pour une simple hypothèse, et voyons à quelle conséquence elle conduit au point de vue du Mémoire actuel. Elle conduit à cette conséquence que *les terrains dolomitiques doivent renfermer des quantités sensibles de cuivre à l'état de diffusion complète, et, par suite, que les plantes qui se développent sur ces terrains doivent renfermer du cuivre facilement reconnaissable.*

J'ai recueilli : 1° sur le grand horizon infra-liasique du midi de la France, depuis Mende jusqu'à Nice, 68 échan-

tillons de chêne blanc ; 2° sur l'horizon dolomitique du corallien supérieur à *Terebratula moravica*, entre Marseille et Nice, 42 échantillons de chêne vert. Chacun de ces 110 échantillons m'a permis de reconnaître le cuivre avec la plus grande facilité, même par la seule réaction de l'ammoniaque, en employant seulement *un* gramme de cendre pour chaque échantillon. De plus, en opérant directement sur la roche dolomitique, j'ai pu isoler le cuivre en n'employant qu'un faible poids de roche. Je signale ici ce point sans y insister : il sera précisé et étudié avec tout le soin qu'il mérite dans un autre travail dont j'ai déjà indiqué les bases ([1]).

CHAPITRE VI.

PLANTES DES TERRAINS EXCLUSIVEMENT CALCAIRES.

Les terrains calcaires (en prenant ce mot dans son sens agricole) sont communs, mais les terrains constitués par du calcaire à peu près pur sont très rares, et du reste très heureusement, car ces terrains sont d'une stérilité à peu près complète. En choisissant dans les diverses régions des Alpes les bancs qui me semblaient les plus purs, j'ai recueilli au-dessus d'eux un certain nombre de plantes, et j'en ai étudié 28 échantillons au point de vue du cuivre. Ce métal ne s'est pas montré complètement absent dans les cendres de ces plantes, mais il y existe en quantité beaucoup plus faible que dans les plantes des autres groupes. Il m'a fallu, dans plusieurs cas, élever le poids de la cendre jusqu'à 100^{gr} pour arriver à obtenir une quantité de cuivre bien reconnaissable.

Ces résultats presque négatifs fournis par les plantes venues sur des calcaires relativement purs sont en harmonie complète avec l'idée générale que je soutiens sur

---

([1]) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XVIII.

l'origine des combinaisons métallifères, et en particulier sur celles du cuivre; mais ils constituent, en outre, une preuve absolument certaine que les résultats exposés dans ce Mémoire sont rigoureusement exacts et que le cuivre trouvé dans cette longue série de recherches venait bien exclusivement des plantes incinérées. Si, en effet, malgré tous mes soins, il y avait eu une cause d'apport extérieur de cuivre, ce métal serait apparu dans les 28 échantillons de plantes de la région calcaire comme dans les autres, alors surtout, comme je l'ai dit, que, dans certains cas, j'avais été forcé d'arriver à employer un poids de cendre cent fois plus élevé que celui dont j'avais eu besoin dans toutes mes autres déterminations.

L'ensemble des faits exposés dans les pages qui précèdent conduit à cette conclusion définitive : les plantes qui se développent sur la formation primordiale, sur les terrains marneux et sur les dépôts dolomitiques stratifiés contiennent du cuivre en quantité sensible, et ce cuivre a pour origine, directement ou indirectement, la formation primordiale.

Les résultats apportés par ce Mémoire et par le précédent [1] permettent d'aborder la deuxième question posée au début de ce travail : *la présence ou l'absence du cuivre dans les organes des animaux et dans ceux de l'homme*. On voit déjà que cette question, si souvent agitée et si peu résolue, est moins simple et surtout beaucoup moins absolue qu'on ne l'avait cru jusqu'ici. J'apporterai très prochainement la solution positive de la partie qui se rapporte aux animaux et à l'homme vivant sur la formation primordiale.

---

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XVIII.

SUR LA BALANCE D'INDUCTION ET LE SONOMÈTRE ÉLECTRIQUE DE M. HUGHES;

PAR M. A. BERTIN.

M. Hughes a décrit, dans le *Philosophical Magazine* du mois de juillet 1879 (¹), un double instrument qui donne lieu à des expériences extrêmement curieuses, et qui a déjà été signalé à l'attention des physiciens français par quelques-uns de nos journaux scientifiques et notamment par la *Lumière*. J'ai eu entre les mains un de ces appareils, qui vient de l'inventeur lui-même; j'ai eu le plaisir de répéter ainsi toutes les expériences qu'il indique dans sa Note, et je crois que les lecteurs des *Annales* seront bien aises d'en prendre connaissance.

Le principe du nouvel instrument est le même que celui des *inductomètres différentiels* connus dans la Science depuis quarante ans. La balance d'induction, avec ses quatre bobines, est une modification de l'*inductomètre* de Dove (²), et le sonomètre, qui n'en a que trois, est la reproduction de l'*inductionomètre* de Matteucci (³). Mais l'instrument de mesure a été changé; M. Hughes a substitué au galvanomètre le téléphone, qui, d'abord, est plus sensible et qui, ensuite, ne confondant pas les deux courants induits direct et inverse, permet de supprimer l'emploi du disjoncteur.

Les deux appareils sont réunis sur une même planchette et ne doivent pas être séparés, car ils s'appuient l'un sur

---

(¹) *Philosophical Magazine*, 5ᵉ série, t. VIII, p. 50 à 56.

(²) *Annales de Poggendorff*, t. XLIX, p. 72; 1840. — *Annales de Chimie et de Physique*, 3ᵉ série, t. IV, p. 336.

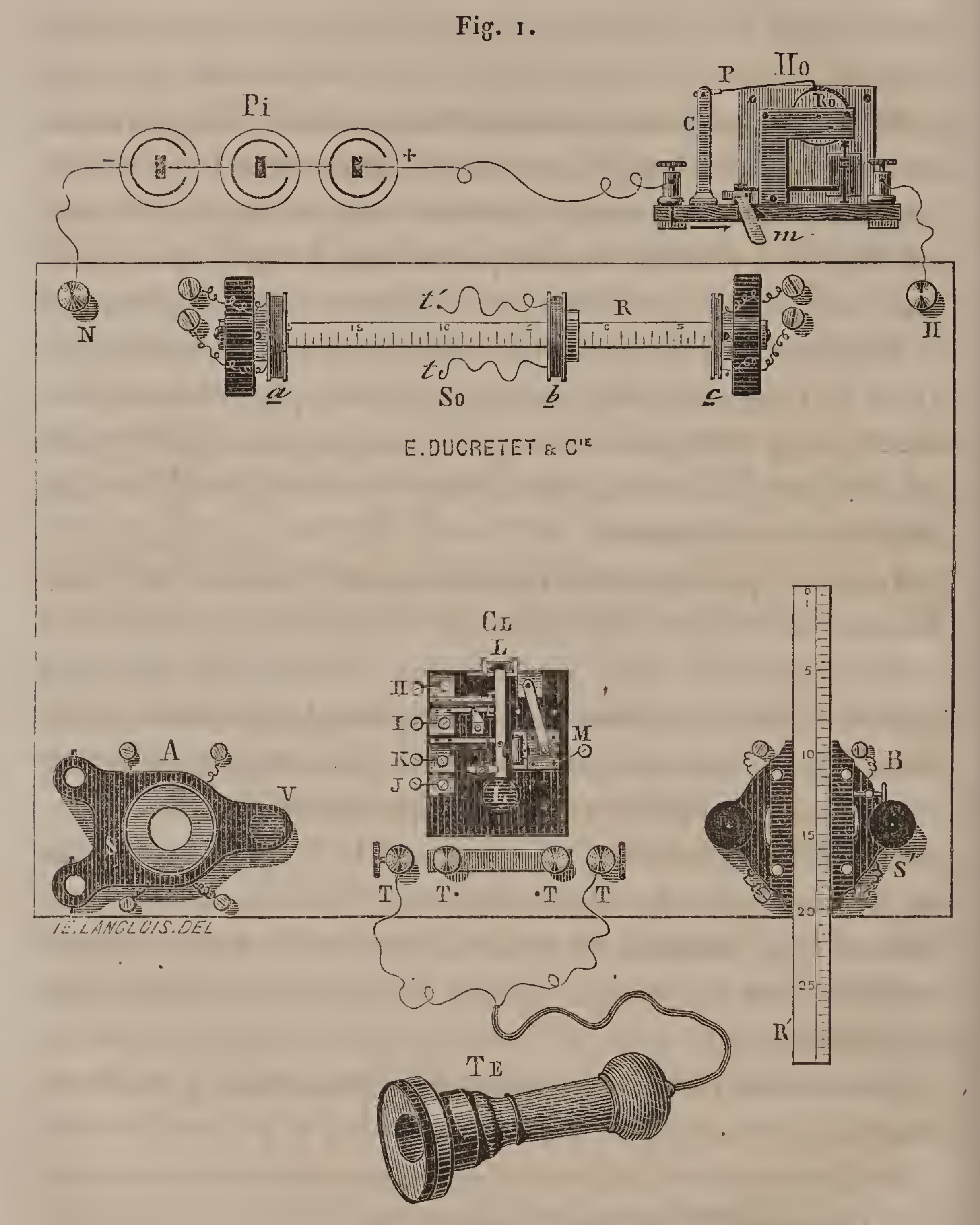
(³) Présenté au Congrès de Florence, en 1841. *Voir* les *Leçons sur l'induction*, de Matteucci, p. 45.

l'autre; mais cela ne doit pas nous empêcher de les décrire séparément.

I. — BALANCE D'INDUCTION.

Les *fig.* 1, 2 et 3 représentent l'appareil complet

Fig. 1.



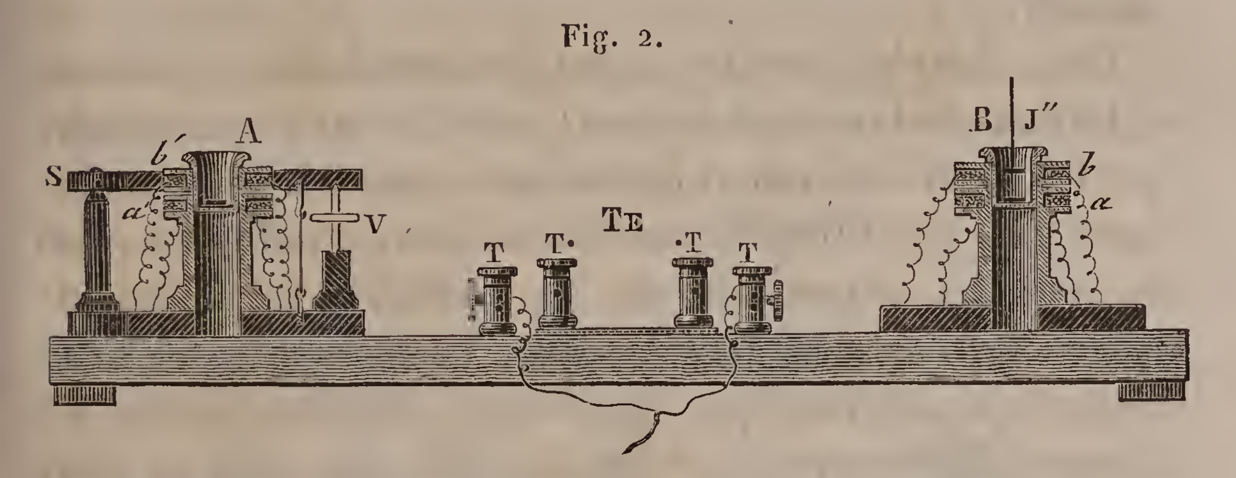
avec tous ses accessoires ([1]). La *fig.* 1 en est la projection

[1] Ces figures m'ont été prêtées par M. Ducretet, qui m'a procuré le nouvel appareil et qui a commencé à le reproduire.

horizontale; on y voit la balance en A et B, et en *So* le sonomètre, dont nous ferons d'abord abstraction. La *fig.* 2 est une coupe verticale de la balance; la *fig.* 3 donne le détail des accessoires.

La *balance d'induction* se compose de deux paires de bobines A et B (*fig.* 1 et 2) (dans la *fig.* 1 il faut d'abord supposer enlevée la règle R qui est sur le support B). Les bobines inférieures *a* et *a'* (*fig.* 2) sont les bobines inductrices; elles sont reliées par un fil caché sous la table. Le sens de l'enroulement du fil y est tel qu'un courant qui les parcourt tourne dans les deux bobines en sens contraire.

Fig. 2.



Ce courant leur est amené, par des fils également cachés, de la pile *Pi* (*fig.* 1), composée de 3 éléments Daniell, et il est interrompu par une roue dentée, mue par un mouvement d'horlogerie *Ho*. Ce mouvement fait tourner d'une vitesse uniforme la roue dentée, qui communique avec l'un des pôles de la pile, pendant que l'autre pôle est attaché à un petit ressort en platine *p* qui frotte contre les dents de la roue. Quand l'horloge est en mouvement, le courant est successivement ouvert et fermé dans les deux bobines inductrices *a* et *a'*.

Au-dessus de ces bobines s'en trouvent deux autres *b* et *b'* (*fig.* 2) qui reçoivent les courants induits; elles sont reliées entre elles par un fil, toujours caché sous la table, de telle sorte qu'un même courant les parcourrait en tournant dans le même sens. Leurs extrémités libres commu-

niquent avec les boutons T, T, auxquels on attache les fils du téléphone T*e*; les bornes T, T. permettent l'adjonction d'un second téléphone. Les bobines inductrices *a* et *a'* étant de sens contraires, les courants induits dans les bobines *b* et *b'* sont toujours de sens contraires et le téléphone est silencieux si les deux courants induits sont égaux. Cette condition de silence n'est pas obtenue immédiatement, parce que l'égalité des bobines n'est pas absolue; mais on peut toujours la produire en agissant sur la vis V, qui éloigne ou rapproche la bobine induite *b'* de la bobine inductrice *a'*: c'est toujours par là qu'il faut commencer.

On a cherché à rendre égales les deux bobines induites et les deux bobines inductrices; mais il n'est pas nécessaire que les premières soient égales aux secondes. C'est seulement une condition de maximum pour l'induction, qui est toujours proportionnelle au produit des nombres de spires des deux bobines agissant l'une sur l'autre. Les dimensions choisies par M. Hughes sont les suivantes : chaque bobine porte 100^{m} du fil n° 32; elles sont en buis, leur diamètre intérieur est de 3^{cm}, l'extérieur de $5^{cm},5$; leur épaisseur est de 1^{cm}, et dans chaque groupe A et B elles sont séparées par un intervalle de 5^{mm}. Pour que les deux groupes ne puissent pas réagir l'un sur l'autre, l'auteur conseille de les éloigner de 1^{m}; en réalité, leur distance n'est que la moitié de celle-là dans l'appareil qu'il nous a envoyé.

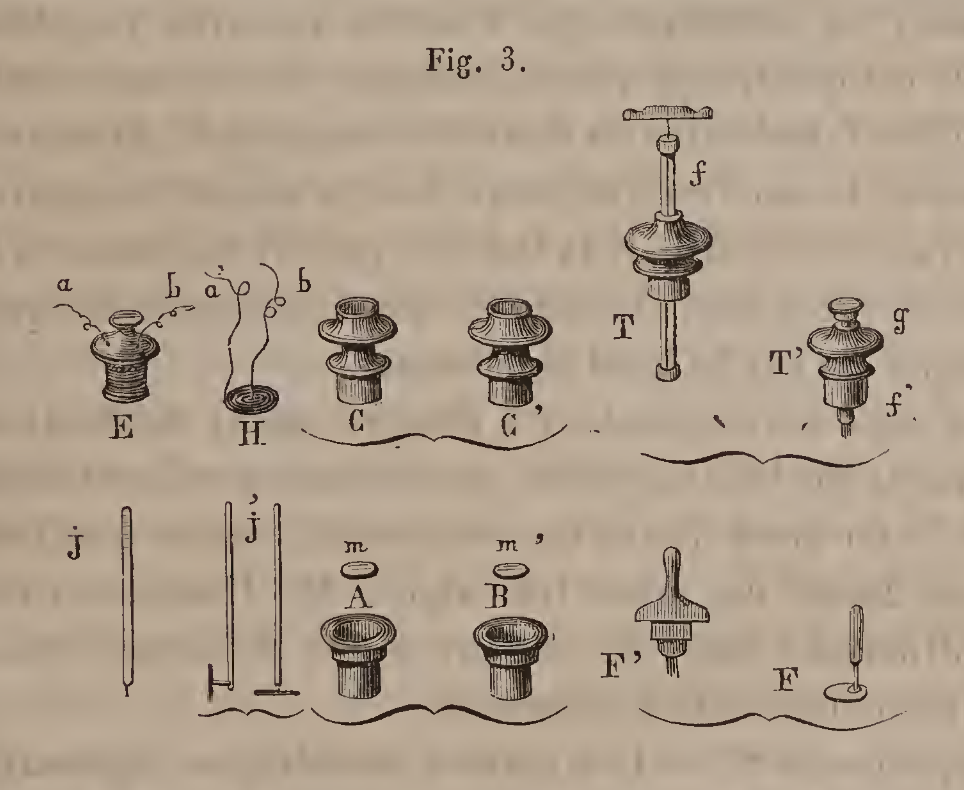
M. Hughes s'est proposé d'étudier à l'aide de la balance l'influence des masses métalliques sur l'induction. Cette influence a déjà fait l'objet de nombreux travaux qui commencent à Arago (1824) et finissent à Verdet (1851); elle se manifeste d'une manière inattendue dans les nouvelles expériences. Nous allons les passer en revue.

On voit en C*l* (*fig.* 1) un organe très compliqué : c'est la *clef*. Elle n'est utile que pour mettre en communication

successivement la balance et le sonomètre avec la pile. Qu'il nous suffise de savoir qu'en poussant la languette M, de manière que son extrémité libre repose sur le bouton métallique qui est à gauche, le circuit inducteur de la balance est fermé. Si ensuite nous poussons l'arrêt *m* de l'horloge, celle-ci se met en mouvement et le courant inducteur est interrompu régulièrement. Enfin mettons le téléphone à notre oreille et rendons-le silencieux en agissant sur la vis V; nous serons prêts pour expérimenter.

Expérience 1. — Plaçons dans les deux groupes de bobines A et B (*fig.* 1 et 2) les deux godets en buis A et B (*fig.* 3). Si nous mettons dans le godet A une pièce de 1^{fr},

Fig. 3.



le téléphone, d'abord silencieux, deviendra très bruyant; une seconde pièce mise en B ne le fera pas taire en général, parce que les deux pièces ne sont pas parfaitement égales, soit en poids, soit en titre, soit en température, etc. On reconnaîtra facilement quelle est celle dont l'action est moindre en en approchant une pièce de $0^{fr},50$ fixée normalement à l'extrémité d'une tige de bois J″ (*fig.* 3). D'un côté elle augmente le bruit du téléphone, de l'autre elle

le diminue jusqu'à l'anéantir : c'est de ce dernier côté que se trouve la pièce la plus faible.

La sensibilité de la balance est telle, que, si le téléphone est silencieux parce que les deux godets renferment des pièces égales, il suffira de souffler sur un des godets, ou d'échauffer légèrement une des deux pièces avec les doigts pour que le téléphone se fasse entendre. La plus petite différence de titre dans des monnaies égales en apparence se reconnaît également.

En opérant successivement sur des disques de même diamètre et de même épaisseur, on constate l'inégale action des divers métaux.

Le disque, toujours horizontal, étant descendu dans les bobines, on reconnaît que l'action est très variable et qu'elle est maximum quand le disque est au centre de l'espace libre laissé entre les deux bobines a' et b'. Si on relève le disque, le son diminue jusqu'à ce qu'on soit au centre de la surface extérieure de la bobine, puis il augmente si l'on pousse la pièce sur la bobine et redevient maximum quand le disque est sur le bord extérieur.

Les sons correspondant à chaque métal diffèrent non seulement par leur intensité, mais encore par leur tonalité. Ainsi le fer doux donne un son étouffé, tandis que l'acier trempé donne des sons très aigus. M. Hughes attribue cette différence entre les métaux à une différence dans la rapidité de leur action inductive.

Expérience 2. — Les masses métalliques agissent ici comme les diaphragmes que nous introduisons dans les bobines induites pour affaiblir la tension du courant induit, et ces diaphragmes eux-mêmes agissent comme une bobine intérieure, qui recevrait l'induction si elle était fermée et ne produirait aucun effet si elle était ouverte. Ce sont des phénomènes connus.

Enlevons le godet que nous avions mis en A et introduisons à sa place la bobine E (*fig.* 3), dont les bouts du fil

peuvent être à volonté réunis ou séparés : s'ils sont séparés, le téléphone se taira; s'ils sont réunis, il fera entendre un bruit intense.

Expérience 3. — Répétons l'expérience avec la bobine plate H; l'effet sera le même, si elle est horizontale; mais si elle est verticale le téléphone sera silencieux, que la bobine soit ouverte ou fermée : c'est que les courants induits ne peuvent pas se produire dans un circuit perpendiculaire au courant inducteur.

Expérience 4. — La même chose a lieu avec les disques métalliques. La tige de bois J' (*fig.* 3) est articulée à son extrémité et porte une pièce de 1^fr qui lui est parallèle. Si on la place horizontalement sur le groupe A, le téléphone parlera si la pièce est horizontale; il se taira si la pièce est verticale et fera entendre un son d'intensité variable pendant qu'on tournera la tige sur elle-même.

Expérience 5. — Cette influence de la position du disque peut être facilement constatée sur tous les métaux non magnétiques; mais, pour les métaux magnétiques, elle s'exerce en sens contraire. Prenons le disque F (*fig.* 3); il est en fer ou en nickel, et il porte latéralement une tige normale à sa surface. A l'aide de cette tige, je l'introduis dans la bobine A; l'effet sera très faible si le disque est horizontal; très fort, au contraire, s'il est vertical.

Expérience 6. — La même chose aura lieu avec une spirale plate en fer. L'effet sera très faible si la spirale est horizontale, qu'elle soit ouverte ou fermée, l'induction dans le fer étant faible; le téléphone parlera au contraire très fort si cette spirale est verticale, et il sera encore indifférent de l'ouvrir ou de la fermer.

Expérience 7. — C'est que les métaux magnétiques peuvent agir de deux manières : comme diaphragmes, si leur dimension parallèle à l'axe de la bobine est petite, et comme aimants, si cette dimension est grande. Dans le premier cas ils diminuent l'induction, dans le second cas

ils l'augmentent. Cet antagonisme est mis en évidence par l'expérience suivante.

J'introduis le disque en fer F (*fig.* 3) entre les deux bobines a' et b' du groupe A; l'effet, qui était faible quand le disque était dans le centre des bobines, devient très intense. J'introduis ensuite à côté, et cette fois dans l'axe des bobines, le faisceau de fil de fer attaché au support F' (*fig.* 3) : le téléphone qui parlait très haut parle maintenant tout bas, et on pourrait le faire taire en soulevant un peu le faisceau de fil fer. Il est donc prouvé que ce faisceau agit en sens contraire du disque.

Expérience 8. — La balance rend sensible des variations de magnétisme qui doivent être très faibles. On le démontre avec les deux pièces T et T' (*fig.* 3). T' contient un fil de fer qui signale sa présence en A par le bruit du téléphone; T porte un fil plus long, qui est fixé par le bas et qui, à l'aide de la manette f, peut être tordu. Placé en B, le fil T n'éteint pas complètement le bruit produit par le fil T' en A; mais il suffit de tordre légèrement le fil T pour que le téléphone redevienne silencieux.

Expérience 9. — On trouve dans ces phénomènes un moyen de mesurer la limite de sensibilité de la balance. L'introduction dans les bobines d'une tige de bois J (*fig.* 3) portant à son extrémité un petit fil de fer de 1^{mm} de long et de $0^{mm},1$ de diamètre produit dans le téléphone un bruit appréciable. C'est même un moyen de reconnaître la délicatesse d'oreille nécessaire pour ces expériences : il faut qu'elle soit sensible à l'action de cette petite quantité de fer, dont le volume n'est pas le centième du millimètre cube, et qui ne pèse pas $\frac{1}{10}$ de milligramme.

On voit à l'autre extrémité de la même tige une petite spirale en cuivre très fin, d'un poids insignifiant, et qui forme un autre test-objet pour juger de la sensibilité de l'ouïe de l'observateur.

Expérience 10. — Les accessoires de la *fig.* 3 seront

tous connus quand j'aurai dit à quoi sert le groupe CC'. Ce sont deux godets en buis, tapissés à l'intérieur d'une couche de terre de pipe, pour pouvoir y mettre des corps chauds. On les place en A et B et l'on y met deux cylindres métalliques choisis de manière que le téléphone reste silencieux : si ensuite on enlève un des cylindres pour le chauffer fortement et qu'on le remette en place, le téléphone parlera et l'on reconnaîtra que l'action du métal chauffé a diminué si c'est du cuivre et qu'elle a augmenté si c'est un métal magnétique. Dans le premier cas, la conductibilité du métal a diminué et tout s'explique. Dans le second cas, le métal produisait un double effet, un effet d'aimantation et un effet de diaphragme : tous les deux ont diminué, mais inégalement ; la différence peut avoir un signe quelconque.

Après ce défilé des expériences que l'on peut faire avec la balance d'induction, le lecteur doit désirer apprendre comment on peut mesurer les effets produits. M. Hughes a imaginé pour cela plusieurs méthodes, dont aucune ne paraît le satisfaire complètement. Il en signale spécialement deux.

La première consiste à éteindre le son produit par un métal placé dans le godet A, au moyen d'un autre corps placé en B et dont l'action serait susceptible d'être mesurée. Ce second corps est une lame de zinc taillée en biseau, ayant 23^{mm} de large, 200^{mm} de long, 4^{mm} d'épaisseur à l'une des extrémités et o à l'autre. Elle est collée contre une règle en bois divisée en millimètres. On la glisse sur la colonne B jusqu'à ce que le son produit par le métal en A soit éteint. On la voit en place sur B dans la *fig*. 1. La division 150 est devant l'index fixe : 150 serait alors une mesure empirique de l'effet du métal A. Pour un autre métal ayant la même forme que le précédent (toujours la forme d'un schilling), on au-

rait un autre nombre qui le caractériserait à son tour, et ainsi de suite.

Mais la méthode préférée est celle qui s'appuie sur l'usage du sonomètre; nous sommes ainsi appelés à nous occuper de cet instrument.

II. — Sonomètre électrique.

Le sonomètre So (*fig.* 1) est un inductomètre à trois bobines verticales *a*, *b*, *c*. Les deux extrêmes sont les bobines inductrices; elles communiquent entre elles et avec le circuit général par des fils toujours cachés, suivant la détestable habitude des constructeurs; elles sont tournées de manière que le courant les parcoure en sens contraires. Elles sont fixées aux extrémités d'une règle horizontale de 250^{mm} de longueur, sur laquelle court une troisième bobine *b* qui est la bobine induite. Les extrémités de cette bobine sont attachées aux boutons *t*, *t'*, qui communiquent avec les boutons T, T auxquels est attaché le téléphone. Ces bobines ne sont plus égales. L'auteur ne donne pas d'indications sur leurs dimensions : on peut seulement remarquer que la bobine *a* est la plus épaisse et la bobine *c* la plus mince; la bobine induite *b* est d'une épaisseur intermédiaire.

On ne peut pas mettre le sonomètre dans le circuit sans agir sur la clef C*l*. La partie principale de cette clef est un levier analogue à celui des clefs de Morse. Tant qu'on n'y touche pas, la balance est dans le circuit et le sonomètre n'y est pas; c'est le contraire qui arrive quand on abaisse le levier en pressant sur le bouton L. Rien n'est donc plus facile que d'entendre alternativement le son de la balance et le son du sonomètre.

Le sonomètre, en effet, produit un son quand le courant interrompu le traverse; les deux bobines inductrices *a* et *c* donnent des courants induits de sens contraires dans la bobine *b*, et ces courants, en passant par le téléphone,

changent son état magnétique et le font parler s'ils ne sont pas égaux. Si donc, ayant le téléphone à l'oreille, on fait glisser la bobine induite *b* sur la règle, on trouve une position pour laquelle le téléphone est silencieux. C'est là qu'est le zéro de la règle. Dans notre appareil, il est à 5^{cm} de la bobine la plus mince *c* et à 20^{cm} de la bobine la plus épaisse *a*. Si l'on éloigne la bobine *b* du zéro, le son reparaît plus ou moins fort et son intensité peut être indiquée par la division à laquelle la bobine est arrêtée.

Nous avons maintenant à comparer tous les métaux pris sous la même forme, celle de disques, et les mêmes dimensions, celles d'un schilling. Nous en mettons un dans le godet A de la balance : le téléphone donne un son produit par le métal. Pressons sur la clef : nous en entendrons un autre produit par le sonomètre, et nous le ferons varier en déplaçant la bobine induite *b*. En pressant alternativement sur la clef, nous entendrons successivement les deux sons et nous finirons par les rendre égaux. La bobine induite du sonomètre sera alors à une certaine division qui mesurera l'effet du métal, ce sera : 115 pour un schilling, 52 pour un disque de fer de mêmes dimensions, 40 si c'est du plomb, etc. Cependant il ne faut pas oublier que ces mesures, que M. Hughes trouve faciles, sont en réalité très difficiles. Il arrive, je ne sais pourquoi, que les deux sons à comparer n'ont pas la même hauteur, et alors on hésite beaucoup à dire qu'ils sont égaux en intensité ; il faut certainement un apprentissage de l'oreille, que je n'ai pas eu le temps de faire, et qui n'aboutit peut-être qu'à une illusion. Quoi qu'il en soit, voici les nombres trouvés par M. Hughes.

Je les appellerai *coefficients d'induction spécifiques*. J'ai mis à côté d'autres coefficients semblables, mais obtenus par d'autres méthodes par Babbage et Herschel et par Nobili : tous ces nombres ne s'accordent pas entre eux. Ils n'ont pas plus de rapports avec la conductibilité,

dont la dernière colonne du Tableau contient les coefficients, empruntés à l'Ouvrage anglais de Latimer-Clark.

Métaux.	Coefficients d'induction d'après M. Hughes.	Coefficients d'induction d'après Babbage et Herschel.	Coefficients d'induction d'après Nobili.	Coefficients de conductibilité électrique.
Argent pur..........	125	»	»	100
Or................	117	»	»	78
Argent des monnaies..	115	»	»	»
Aluminium	112	»	»	55
Cuivre.............	100	100	100	100
Zinc...............	80	93	30	29
Bronze.............	76	»	»	»
Étain..............	74	46	21	12,4
Fer ordinaire........	52	»	»	15
Maillechort..........	50	»	»	12 à 16
Fer pur.............	45	»	»	»
Cuivre allié d'antimoine	40	»	»	»
Plomb..............	38	25	17	8,3
Antimoine...........	35	»	»	4,5
Mercure............	30	»	»	1,6
Soufre allié de fer...	20	»	»	»
Bismuth...........	10	»	»	1,2
Zinc allié d'antimoine..	6	»	»	»
Éponge d'or pur......	3	»	»	»
Charb. des cornues à gaz	2	»	»	»

Les nouvelles expériences de M. Hughes excitent tout d'abord l'étonnement; mais, en réalité, elles ne sont qu'une application immédiate des lois connues de l'induction.

On sait que chaque interruption successive du courant inducteur produit deux courants induits, l'un *inverse*, l'autre *direct*, qui sont égaux en quantité et inégaux en *intensité*, ce dernier mot désignant le quotient de la quantité par la durée du courant. Ces deux courants se montreront

donc égaux dans tous les appareils qui ne mesurent que la quantité, tels que le galvanomètre et le voltamètre, tandis qu'ils se montreront inégaux dans tous les phénomènes qui dépendent de l'intensité, tels que la commotion, l'étincelle et l'aimantation de l'acier trempé. C'est ce dernier phénomène que l'on observe avec le téléphone, dont le bruit est le résultat du changement de magnétisme de l'aimant qui lui sert de noyau par le courant induit qui circule autour de cet aimant. On peut s'assurer que cet instrument est sensible aux deux courants induits, mais qu'il parle beaucoup plus fort quand il reçoit le courant direct, celui qui correspond à la rupture du courant inducteur. Si le téléphone reçoit à la fois les courants induits dans deux bobines de sens contraires, c'est comme s'il ne recevait que leur différence, et il restera silencieux quand les deux courants seront égaux.

L'introduction d'une bobine fermée dans la bobine induite produit un effet bien connu. Elle augmente la durée de l'induction et par conséquent diminue l'intensité du courant induit; son action sur le téléphone sera donc affaiblie. Le résultat sera le même si l'on remplace la bobine par une masse métallique dans laquelle puissent se développer des courants induits. Cette masse, qu'on appelle *diaphragme,* pourra avoir une forme quelconque, pourvu que ses dimensions parallèles à l'axe de la bobine ne soient pas trop petites. L'induction paraît devoir être d'autant plus facile que le corps est plus conducteur; mais elle doit dépendre d'autre chose que de la conductibilité mesurée dans des fils.

Mais si le corps introduit dans la bobine est magnétique, si c'est du fer, par exemple, les résultats seront bien différents. Le fer s'aimante par le passage du courant, et cette aimantation augmente l'induction tout entière, aussi bien la quantité que l'intensité. Tous les effets sont donc augmentés, aussi bien les effets galvanométriques que les

effets téléphoniques. Seulement, si le fer agit comme aimant, il agit aussi comme diaphragme métallique; de là une complication qu'on fait disparaître en remplaçant le noyau en fer par un faisceau de fils de fer.

SUR LA LÉGUMINE;

PAR M. A. BLEUNARD.

J'ai opéré avec la légumine retirée des pois comme je l'avais fait précédemment avec la matière organique de la corne de cerf ([1]).

Voici les nombres trouvés pour 100^{gr} de légumine chauffés dans un autoclave à 150° pendant quarante-huit heures avec 300^{gr} d'hydrate de baryte :

	gr
Ammoniaque	4,5
Acide carbonique	3,1
Acide oxalique	4,38
Acide acétique	2,8

Poids du résidu fixe : 100^{gr}.

L'analyse élémentaire du résidu fixe conduit à la composition centésimale suivante :

C	46,4
H	7,64
Az	12,76

On conclut de ces nombres que la réaction de l'hydrate de baryte sur la légumine conduit sensiblement aux mêmes résultats que l'action de l'hydrate de baryte sur l'albumine. Il y a production d'un peu plus d'acide carbonique et d'un peu moins d'acides oxalique et acétique. Le résidu fixe est sensiblement de la forme $C^m H^{2m} Az^2 O^4$, avec $m = 8,5$, se rapprochant beaucoup de la constitution du résidu fixe de l'albumine. Mais les différences entre les constitutions de ces deux résidus fixes s'accusent plus nettement quand on considère l'analyse immédiate du résidu fixe de la légumine. J'ai trouvé en effet pour 100^{gr} de ce résidu fixe :

	gr
Tyrosine	3
$C^{10} H^{20} Az^2 O^4$ et leucine valérique ($C^5 H^{11} Az O^2$)	31
$C^9 H^{18} Az^2 O^4$	15
$C^7 H^{14} Az^2 O^4$ et alanine ($C^3 H^7 Az O^2$)	51

Nous avons pour la légumine un excès des glucoprotéines $C^7 H^{14} Az^2 O^4$ et $C^{10} H^{20} Az^2 O^4$, tandis que la glucoprotéine $C^9 H^{18} Az^2 O^4$, qui est dominante dans l'albumine, devient plus rare dans la légumine ([2]).

([1]) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIX, p. 953; 1879.

([2]) Ce travail a été exécuté au laboratoire de M. Schützenberger, au Collège de France.

TABLE DES MATIÈRES,

TOME XIX (5e SÉRIE).

FIN DE LA TABLE DES MATIÈRES DU TOME XIX (5e SÉRIE).

PLANCHE.

5893 Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.

Étude des radiations émises par les corps incandescents, par M. A. Crova.

